



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**VALANS PROTON-NÖTRON ETKİLEŞMELERİNİN
ATOMİK ÇEKİRDEKTEKİ ETKİLERİNİN
ARAŞTIRILMASI**

**Yüksek Fizikçi Rabia Bureu ÇAKIRLI
Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Programı**

**Danışman
Prof.Dr. Baki AKKUŞ
İkinci Danışman
Prof.Dr. Richard F. CASTEN**

Haziran, 2009

İSTANBUL

Bu çalışma 24-06-2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Baki AKKUŞ
Üye
Danışman

Prof. Dr. Hasan Hüseyin GÜVEN
Üye

Prof. Dr. Mustafa DEMİR
Üye

Prof. Dr. Metin ARIK
Üye

Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM
Üye

ÖNSÖZ

Sadece doktora çalışmalarım sırasında değil 2001 yılından bugüne kadar her konuda beni destekleyen ve her an yanımda olduğunu bana hissettiren ve bundan sonra da her an yanımda olacağından emin olduğum değerli danışman hocam Prof. Dr. Baki AKKUŞ' a teşekkür etmeyi bir borç bilirim. Her ne kadar kendisine bunu her fırsatta dile getirdiysem de, bu doktora tezi vasıtası ile kendisine minnettarlığım bu satırlarda hep var olacaktır.

2002 yılından beri tanıdığım ve doktora ikinci tez danışmanım olmayı kabul eden Yale Üniversitesi öğretim elemanlarından Richard F. CASTEN' nın bana karşı sabırlı ve anlayışlı yaklaşımından dolayı, doktora tez çalışmam için Yale Üniversitesi - WNSL' de sunduğu olanaklar için ve beni her zaman uluslararası ortamlar için yetiştirme çabasından dolayı kendisine minnettarım. Hala devam etmekte olan bilimsel çalışmalarımız olduğu için kendisine her zaman minnettar olacağım.

Her iki danışman hocamda bana her zaman güvenmesi ve bana her zaman destek olmaları, doktora tez çalışmamın ve bir çok uluslararası makalemin çıkmasına zemin oluşturmuştur. Tavsiyeleri ve öğrettikleri ile onları her zaman örnek alacağım.

Değerli doktora tez izleme komitesi hocalarıma, yapmış oldukları yardım ve desteklerden dolayı kendilerine sonsuz teşekkürlerimi bir borç bilirim.

1996 da başlayan lisans eğitimimden beri tanıdığım ve Yale Üniversitesi' nde de altı ay birlikte vakit geçirdiğim değerli arkadaşım Araş.Gör. Dr. Lidya Amon (Susam) a bana göstermiş olduğu destek ve yardımlarından dolayı kendisine çok teşekkür ederim. İlk tanıdığım zamanlar hocam olan ama yıllar içerisinde ablam olduğunu hissettiğim sevgili Doç. Dr. Yeşim Öktem'e bana olan destekleri için teşekkürü bir borç bilirim. İş konusunda zaman zaman benzer sorunları yaşadığım değerli arkadaşım Araş.Gör. Dr. Ela Ganioglu' na, bana gösterdiği destek ve yardımlarından dolayı çok teşekkür ederim.

Grubumuzun en son elemanlarından sevgili Araş. Gör. Levent Küçük, Yüksek Lisans öğrencimiz Gülfem Süsoy ve Lisans öğrencimiz Çağıl Çınar' a çok teşekkür ederim.

Doktora sırasında tanışma fırsatı bulduğum ve doktora sonrası çalışmalarımı onunla hızlandıracağım Prof. Dr. Klaus Blaum' a bana göstermiş olduğu desteklerinden dolayı çok teşekkür ederim.

Doktora çalışmalarım sırasında her zaman destekleriyle yanımda olan değerli arkadaşlarım, özellikle, Serpil, Seda, Tülin ve Mine' ye çok ama çok teşekkür ederim.

Benim için herşeyden önce gelen aileme ve enişteme, bugüne kadar göstermiş olduğu sabır ve fedakarlıklardan dolayı en içten teşekkürlerimi sunmak isterim.

Son olarak, bizlere her zaman nazik ve yardımsever olan Fen Bilimleri Enstitüsü çalışanlarına sonsuz teşekkürlerimle...

Haziran, 2009

Rabia Burcu ÇAKIRLI

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	v
TABLO LİSTESİ	vii
ÖZET	viii
SUMMARY	ix
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	3
2.1. KOLLEKTİF MODELLER	3
2.1.1. Çift-Çift Titreşimli Küresel Çekirdek Yapısı (Vibrasyonel Çekirdek)	4
2.1.2. Çift-Çift Gama Yumuşak Deforme Çekirdek Yapısı	6
2.1.3. Çift-Çift Eksensel Simetrik Deforme Çekirdek Yapısı	
(Rotor Çekirdekler)	7
2.1.4. Alaga Kuralları.....	8
2.1.5. Çift-Çift Çekirdeklerde Kabuk Modeli ile Intruder (Davetsiz)	
Seviyeler.....	11
2.2. NÜKLEER ÇEKİRDEK YAPISINA GENEL BAKIŞ.....	12
2.3. ETKİLEŞEN BOZON MODELİ-IBM (INTERACTING BOSON	
MODEL).....	22
2.3.1. Neden Etkileşen Bozon Model?.....	22
2.3.2. Etkileşen Bozon Model Hakkında.....	24
2.3.3. Grup Teori Kavramı : Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetritler.....	25
2.3.4. Etkileşen Bozon Model Hamiltonyeni	26
2.3.5. Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetri I : U(5).....	28

2.3.6. Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetri II : SU(3)	29
2.3.7. Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetri III : O(6)	30
2.3.8. Etkileşen Bozon Model Hesaplarının Genel Özellikleri	32
3. MALZEME VE YÖNTEM	35
3.1. DENEYSEL TEKNİK	35
3.1.1. Beta (β) Bozunumu	35
3.2. DENEY DÜZENİĞİ.....	37
3.2.1. YALE Moving Tape Collector (MTC).....	37
3.2.2. ^{184}Pt Çekirdeği için Beta Bozunum Deneyi	39
3.2.3. Kalibrasyon ve Koincidans Analiz Tekniği	41
4. BULGULAR	44
4.1. DENEYSEL SONUÇLAR	44
4.1.1. ^{184}Pt Çekirdeğinde Beta (β) Bozunumu Deneyi ve Gözlenen Veriler	44
4.1.2. ^{184}Pt Çekirdeğine Ait Uyarılmış Seviyelerin Analizi	49
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	58
5.1. ^{184}Pt ÇEKİRDEĞİNİN BANT YAPISININ ANALİZİ.....	58
5.1.1. Spin-Parite Gözönüne Alınarak Bant Yapısının Oluşturulması	58
5.1.2. Rölatif B(E2) Değerleri Gözönüne Alınarak Bant Yapısının.... Oluşturulması	63
5.2. MODEL ANALİZİ.....	65
5.2.1. ^{184}Pt Çekirdeğinin İntuder Seviyeleri Olmadığı Gözönüne Alınarak Etkileşen Bozon Model Uygulaması.....	65
KAYNAKLAR	72
ÖZGEÇMİŞ	76

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Titreşen çekirdek modelinin sıfır, bir, iki ve üç fonon seviyelerinin şematik gösterimi5
Şekil 2.2	: Çift-çift gama yumuşak çekirdek yapısının şematik gösterimi6
Şekil 2.3	: Çift-çift eksensel simetrik deforme çekirdek modeli seviyelerinin K=0 temel seviye γ ve β bantları için ve şematik gösterimi8
Şekil 2.4	: 2 parçacık-2 boşluk intruder 0^+ konfigürasyonunun şematik gösterimi..... 11
Şekil 2.5	: Nükleer yapının kapalı kabuktan orta kabuğa doğru değişimi13
Şekil 2.6	: Z=8 den Z=100 e kadar olan çekirdeklerin bütün izotopları için $R_{4/2}$ sonuçları14
Şekil 2.7	: ^{54}Xe - ^{66}Dy çekirdekleri için $66 \leq N \leq 98$ aralığında deneysel $1/E(2_1^+)$ değerleri ve ^{48}Cd - ^{52}Te çekirdekleri için $50 \leq N \leq 80$ aralığında deneysel $1/E(2_1^+)$ değerleri14
Şekil 2.8	: A=150 bölgesi için $1/E(2_1^+)$ ve $R_{4/2}$ nin Z ve N' ye bağlı deneysel verileri16
Şekil 2.9	: A=100, 120, 190 ve aktinitler için $R_{4/2}$ deneysel verileri18
Şekil 2.10	: Gogny Kuvveti kullanılarak aktinitler için hesaplanmış $1/E(2_1^+)$ değerleri19
Şekil 2.11	: ^{54}Xe - ^{70}Yb çekirdekleri için $78 \leq N \leq 98$ aralığında iki nötron ayrılma enerjileri (S_{2n})21
Şekil 2.12	: Farklı J durumları için oluşan manyetik alt seviyeler26
Şekil 2.13	: $U(5)$ dinamik simetrisine ait spektrum.....29
Şekil 2.14	: $SU(3)$ spektrumuna ait seviye şeması31
Şekil 2.15	: $O(6)$ spektrumuna ait seviye şeması32
Şekil 2.16	: Casten Üçgeni33
Şekil 3.1	: MTC deney düzeneği38
Şekil 3.2	: MTC deney düzeneğinde hedef kutusunun içerisindeki teyp, plug ve hedefin birbirleri arasındaki mesafenin şematik gösterimi40
Şekil 3.3	: Aşağı gate örneğinin ve yukarı gate örneğinin şematik gösterimi42
Şekil 4.1	: ^{184}Pt çekirdeğinde 163 keV enerjili γ -geçişine ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) gateli 150 ile 1000 keV aralığındaki spektrum44
Şekil 4.2	: ^{184}Pt çekirdeğinin seviye şeması45
Şekil 4.3	: 437 keV geçişi göstermek için 1398 keV ve 362 keV geçişlerine gate konulmuş spektrumlar54
Şekil 4.4	: 134 keV enerjili geçişin var olmadığını göstermek için 1245 keV ve 424 keV geçişlerine gate konulmuş spektrumlar55
Şekil 5.1	: Şekil 4.1 e bağlı olarak, ^{184}Pt çekirdeğinde 1600 keV altındaki seviyeler.....60
Şekil 5.2	: ^{184}Pt çekirdeğindeki rölatif B(E2) değerlerinin deneysel sonuçlar ile IBA hesaplarının karşılaştırılması.64

Şekil 5.3 : ^{184}Pt çekirdeğindeki rölatif B(E2) değerlerinin harmonik vibratör, aksenal rotor ve IBA model ile karşılaştırılması.68

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1	: Deforme çekirdekte bazı E2 geçişleri için Alaga kuralları	10
Tablo 2.2	: $\gamma \rightarrow g$ ve $0 \rightarrow g$ bant karışımlarından dolayı $\gamma \rightarrow g$ ve $0 \rightarrow g$ bantlarında azalan E2 matris elementleri için düzeltme faktörleri	10
Tablo 3.1	: Hedef ile plug arasındaki mesafenin belirlenmesinde hesaplanan olasılıklar	40
Tablo 4.1	: ^{184}Pt çekirdeğinde gözlenen γ -ışınları, bu ışınların şiddetleri	47
Tablo 4.2	: ^{184}Pt çekirdeğinde gözlenen γ -ışınları ve bu ışınların her bir seviye için normalize edilmiş şiddetleri.....	50
Tablo 5.1	: ^{184}Pt çekirdeğindeki, $E \leq 1300$ keV (4^+ seviyesine kadar) için kuasi-bant yapısındaki seviyelerin modelden bağımsız analizi.....	59
Tablo 5.2	: Üç fonon kuadrupol vibratör seviyeleri için rölatif katsayılar	66
Tablo 5.3	: En düşük uyarılmış $K=0$ ve γ kuasi bantlarının bozunmaları için Z_γ ve Z_0 bant karışım değerleri.....	68

ÖZET

VALANS PROTON-NÖTRON ETKİLEŞMELERİNİN ATOMİK ÇEKİRDEKTEKİ ETKİLERİNİN ARAŞTIRILMASI

Hafif Cd, Pt, Hg ve Pb çekirdeklerini ifade etmek için düşünülen proton intruder seviyeleri fikri uzun süreden beri olan genel bir yaklaşımdır. Son günlere kadar, bu izotoplar için hem deneysel hemde teorik sonuçlar proton intruder seviyelerini desteklemiştir. Ancak, 2005 yılında yapılan bir çalışmada, Pt izotopları için, normal valans nükleon sayıları kullanılarak IBA-1 hesapları yapılmıştır. Bu hesapların hem seviye enerjileri hemde BE(2) değerleri, deneysel veriler ile uyum içerisinde olduğu saptanmıştır.

Deneysel veride eksiği olan çekirdeklerden biri ^{184}Pt olduğu için ve 2005 yılındaki çalışmayı test etmek amacı ile, ^{184}Pt çekirdeği için Yale Üniversitesi, Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarı (A.W. Wright Nuclear Structure Laboratory) 'nda deney gerçekleştirilmiştir. 132 MeV hüzme enerjisi ve $^{175}\text{Lu}(^{16}\text{O}, 7n)$ reaksiyonu ile ^{184}Au çekirdeği elde edilmiş olup, hemen ardından Yale Moving Tape Collector kullanılarak β -bozunumu ile ^{184}Pt elde edilmiştir.

Bu doktora çalışmasında ^{184}Pt çekirdeğinin seviye şeması geliştirilmiştir. Seviye şemasında konumlandırılan γ -ışınlarının şiddetleri ve rölatif dallanma oranları hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Alaga kuralları, band karışım hesapları, vibratör ve rotor modeller ile karşılaştırılarak ^{184}Pt çekirdeğinin yapısının vibratör ile rotor yapılar arasında olduğu gösterilmiştir. Deneysel sonuçlar IBA-1 hesapları ile de karşılaştırılarak, deneysel veri ile uyum içerisinde olduğu saptanmıştır. Sonuç olarak, ^{184}Pt çekirdeğinde proton intruder seviyelerin olmadığı gözlenmiştir.

SUMMARY

STUDY OF THE EFFECTS OF VALENCE PROTON-NEUTRON INTERACTIONS IN ATOMIC NUCLEI

The idea of including proton intruder states to describe the light Cd, Pt, Hg and Pb nuclei has long been the traditional interpretation. Until recently, for these isotopes, both experimental and theoretical results invoked proton intruder states. However, in one study which was done in 2005, for the Pt isotopes, IBA-1 calculations were done that considered only the normal valence particles. It was found that both level energies and BE(2) values are in agreement with the calculations.

Since there was missing data on ^{184}Pt and also to test the idea of the 2005 study, an experiment for ^{184}Pt was performed at the Tandem accelerator of the Wright Nuclear Structure Laboratory (WNSL). A beam of ^{184}Au nuclei with 132 MeV beam energy was used for the $^{175}\text{Lu}(^{16}\text{O}, 7n)$ reaction and, after it, ^{184}Pt was observed with β -decay and γ -decay using the Yale Moving Tape Collector.

In this doctoral thesis study, the level scheme of ^{184}Pt was developed. Intensities and relative BE(2) values of γ -ray transitions were placed in the level scheme. With the results and by comparing with model calculations with the IBA model, the vibrator model, the rotor model and with band mixing calculations, the structure of ^{184}Pt was shown to be between vibrator and rotor structures. In particular, comparing experimental result with IBA-1 results, it is found that the calculations are in good agreement with experiment. These results suggest that one can interpret the structure of ^{184}Pt without the need to assume proton-intruder states with fewer parameters.

1.GİRİŞ

Bu doktora tez çalışmasında ağırlıklı olarak Yale Üniversitesi – A.W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında (W.N.S.L) ^{184}Pt çekirdeği için gerçekleştirilmiş deney, deney verilerinin analizi ve analiz sonuçları ile ^{184}Pt çekirdeğindeki proton-nötron etkileşimleri göz önüne alınarak çekirdeğin nükleer yapısı hakkında bilgi elde edilmiştir. ^{80}Hg ve ^{82}Pb çekirdeklerine benzer olarak ^{78}Pt çekirdeklerinde de “intruder” (davetsiz) seviyelerin olduğu bilinmektedir [1-3]. 2005 yılında Etkileşen Bozon Modeli (Interacting Boson Model, IBA) kullanılarak yapılan bir çalışma [4] ile Pt çekirdeklerinde intruder seviyelere gerek olmadığı ve bu yaklaşıklık ile Pt çekirdeklerinin deneysel olarak daha detaylı incelenmesi gerektiği önerilmiştir.

^{184}Pt çekirdeğinin intruder seviyesinin (ya da seviyelerinin) olup olmadığını test etmek amacı ile ve ^{184}Pt çekirdeğinin gama ve beta bandındaki yetersiz bilgidен dolayı, Yale Üniversitesi – WNSL de β -bozunum deneyi gerçekleştirilmiştir. $4\text{mg}/\text{cm}^2$ lik ^{175}Lu hedefe, ESTU Tandem [5] hızlandırıcısından 128 MeV enerjili ve 55 enA şiddetinde ^{16}O huzmesi gönderilmiştir. Füzyon buharlaşma deney tekniği ile 7 nötron açığa çıkarak ^{184}Au çekirdeği elde edilmiştir. Manyetik Bandı Taşıyan Toplayıcı (Moving Tape Collector, MTC) deney düzeneği kullanılarak ^{184}Au çekirdeğinin 53 saniye içerisinde β -bozunması ile ^{184}Pt çekirdeği elde edilmiştir.

Bu doktora tez çalışmasında, ^{184}Pt çekirdeğinin deney sonuçlarından elde edilen seviye şemasının, seviye şemasındaki gama geçişlerinin şiddetlerinin ve bunların B(E2) dallanma oranlarının, ^{184}Pt çekirdeği için önceki yıllarda yapılmış çalışmalardan farklılıkları vurgulanmaktadır. Alaga Kuralları [6] kullanılarak, bant içi ve bantlar arası E2 geçişleri için dallanma oranları arasındaki karşılaştırmadan ve nükleer bantlar arasında oluşabilecek karışım (mixing) hesaplarından, ^{184}Pt çekirdeğinin vibratör ve rotor yapılarından oldukça uzak olduğu gözlenmiştir. Bunların yanında deneysel sonuçlar ile IBA sonuçları arasında uyumlu sonuçlar gösterilmiştir. IBA dalga fonksiyonları genişletilerek (expansion), dalga fonksiyonlarının beklenildiği gibi

vibratör ve rotor tabanlarından (basis) çok farklı olduğu bulunmuştur. Elde edilen bütün sonuçlar göz önüne alınarak ^{184}Pt çekirdeğinin intruder seviyelere sahip olmadığı saptanmıştır.

^{184}Pt çekirdeğinde intruder seviyeler proton ve nötron etkileşimine birebir bağlı olduğu için bu tez çalışmasında protonlar ve nötronlar arasındaki etkileşimlerden de kısaca bahsedilmektedir. Nükleer fizikte, sihirli sayılar (2, 8, 20, 28, (40), 50, 82, 126 ..) göz önüne alınır, çekirdeğin proton ve/veya nötron sayısı eğer sihirli sayıya yakın ise (valans nükleon sayısı birkaç tane ise), proton ve nötron arasındaki etkileşimi anlayabilmek daha basittir. Valans nükleon sayısı arttıkça, orta kabuğa doğru gidildikçe, protonların ve nötronların bolluğundan birbirleri arasında daha fazla etkileşim olacak ve bu etkileşimleri anlamak daha da güçleşecektir [7,8]. Bu doktora tez çalışmasında proton-nötron etkileşimlerinden bağlanma enerjilerine ve böylece proton-nötron etkileşimlerinin kütle ölçümleri ile ne şekilde bağlantılı olduğundan da bahsedilmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. KOLLEKTİF MODELLER

Nükleer çekirdeğin çapı yaklaşık olarak 10^{-15} m dir. Bu çap içerisinde onlarca hatta yüzlerce $1/2$ spinine sahip nükleonlar (proton ve nötron) bulunur. Bu nedenle nükleer çekirdeğin kompleks bir yapıya sahip olduğu düşünülebilir ancak biz, nükleer çekirdeğin bu karışık durumunu basit yöntemlerle, örneğin tek bir nükleon atomik çekirdek içinde nasıl bir davranış sergiler, bu durum bir çekirdekten başka bir çekirdeğe göre değişir mi, değişirse sebebi ne olabilir ve nükleonların birbirleri ile etkileşimi nasıl olabilir, sorularına cevaplar arayarak anlayabiliriz. Bu sorulara cevaplar kabuk modeli veya kollektif model gibi basit modellerden gelir. Çekirdek içindeki birkaç nükleonun uyarılmasından bütün çekirdek içinde oluşabilecek değişimlere kadar çekirdeğin kollektif durumunun geniş alanda değişimi mümkündür [9,10].

Düşük uyarılmış enerjilerde nükleer seviyelerin kollektif yapısı yüzeyde olan deformasyonlar ile baskındır ve bu durumda nükleonların yüzeydeki katmanında küresel olmayan yapılar oluşur. Eğer yüzeydeki şekil, çekirdeğin merkezine olan rölatif açısının, çekirdeğin yarıçapının çoklu genişletilmesinin bir fonksiyonu olarak ifade edilirse,

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \alpha_{00} + \sum_{\mu, \lambda=2} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \mu) + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \mu) + \dots \right] \quad (2.1)$$

şeklinde dir. Denklem 2.1 en küçük terimden itibaren monopol ($\lambda=1$), kuadrupol ($\lambda=2$) ve oktopol ($\lambda=3$) terimlerini içermektedir. Düşük enerjili kollektif yapılar için kuadrupol deformasyonlar en büyük rolü oynadıkları için Denklem 2.1 ifadesini Denklem 2.2 deki gibi yazabiliriz.

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \mu) \right] \quad (2.2)$$

Denklem 2.1 ve 2.2 deki R_0 , küresel denge yarıçapı, $Y_{\lambda\mu}$ standart küresel harmonikler ve $\alpha_{\lambda\mu}$ çekirdeğin kollektif hareketinden dolayı küresellikten sapmayı gösteren ifadelerdir. $R(\theta, \phi)$ yarıçapının bir tam sayı değeri alabilmesi için $\alpha_{\lambda\mu}^* = (-1)^\mu \alpha_{2-\mu}$ dönüşümünün yapılması gerekmektedir.

Bu bölümde çift-çift çekirdeklere kollektif uyarılmalar için en önemli modeller incelenecektir.

2.1.1. Çift - Çift Titreşimli Küresel Çekirdek Yapısı (Vibrasyonel Çekirdek)

Beş boyutlu Harmonik salınıcı bağıntısı

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B} \sum_{\mu} \frac{\partial^2}{\partial \alpha_{2\mu} \partial \alpha_{2\mu}^*} + \frac{1}{2} C \beta^2 \quad (2.3)$$

ile verilir. Hamiltonyen eşitliği enerji ve potansiyel toplamından oluştuğu için Bohr Hamiltonyeninde β serbestlik derecesine bağlı olarak potansiyel

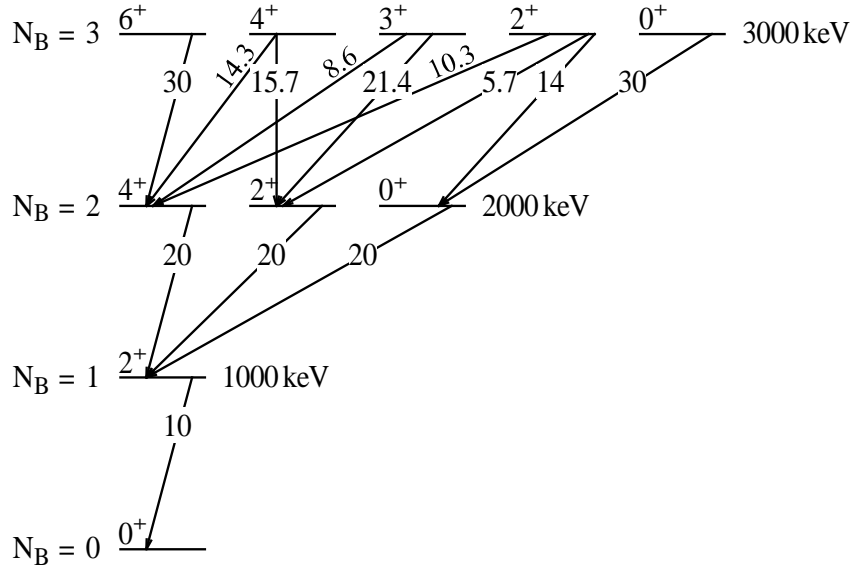
$$V(\beta) = \frac{1}{2} C \beta^2 \quad (2.4)$$

ile verilir. Denklem 2.3 eşit aralıklı özdeğerlere sahiptir ve enerji özdeğerleri

$$E = \hbar \omega \left(N + \frac{5}{2} \right) \quad (2.5)$$

ile tanımlanır. Buradaki $\omega = (C/B)^{1/2}$ olup, C ve B Geometrik Kollektif Model parametrelerinden gelir [11] $N = 0, 1, 2..$ değerlerini alır ve uyarılmış enerjilerdeki kuadrupol fonon sayısını gösterir.

Tipik bir harmonik vibrasyonel çekirdeğin seviye şeması Şekil 2.1 de görülmektedir.



Şekil 2.1: Titreşen çekirdek modelinin sıfır, bir, iki ve üç fonon seviyelerinin şematik gösterimi ve bu seviyeler arasındaki izinli geçişler için gösterilmiş olan rölatif $B(E2)$ değerlerinin 10 a normalize edilmiş durumu.

Bütün çift-çift çekirdeklerin temel seviyesinin 0^+ olduğu bilinmektedir. Vibrasyonel çekirdek modelinde temel seviye için fonon sayısı (N_B) sıfırdır. 0^+ temel seviyesinin üstünde ilk uyarılmış seviyenin oluşumu için bir kuadrupol fonon etkileşimi gerekir. Böylelikle bir fonon seviyesi için $J=2^+$ ilk uyarılmış seviyesi oluşur. İki kuadrupol fonon uyarılmalarında ise $J=0^+, 2^+, 4^+$ üçlü seviyesi oluşur ve enerjisi ise $N_B=1$ seviyesinin iki katıdır. Buradan anlaşılacağı üzere, harmonik vibrasyonel çekirdekler için $R_{4/2} = E(4_1^+) / E(2_1^+) = 2.0$ dir ve küresel bir çekirdek özelliği görülür. Harmonikliğin bozulduğu noktada, örnek olarak, $N_B=2$ fonon seviyesindeki $J=0^+, 2^+, 4^+$ üçlüsünün enerji değerleri birbirinden farklılaşmaya başlayabilir ve $R_{4/2}$ değeri ikiden daha büyük bir sayı olabilir [12]. Vibrasyonel çekirdek özelliği nötron ve/veya proton sayısı kapalı kabuğa yakın olan çekirdeklerde sıkça görülür.

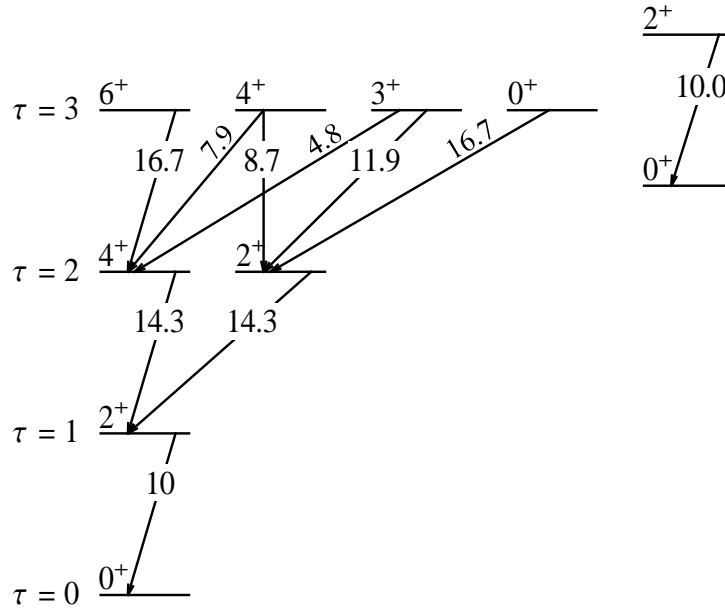
Şekil 2.1 de E2 geçişleri için $B(E2)$ değerleri 2^+ seviyesinden 0^+ seviyesine geçişi 10 a normalize edilerek verilmiştir. Vibrasyonel bir çekirdekte izinli E2 geçişleri $\Delta N_B = \pm 1$ ile tanımlanır ve bir tek fononun yaratılması ve kırılmasına karşılık gelir. $R_{4/2}$ oranına benzer olarak $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 2.0$ dir.

2.1.2. Çift - Çift Gama Yumuşak Deforme Çekirdek Yapısı

Bu modelde potansiyel, β nın serbestlik derecesine bağılyken γ dan bağımsızdır. Bu durumda Hamiltonyen β radyal değişken ve (γ, θ) açısısal değişkenleri bakımından ayrılabilir. Radyal denklem

$$\left[\frac{\hbar^2}{2B} \left(-\frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{\tau(\tau+3)}{\beta^2} \right) + V(\beta) \right] f(\beta) = E f(\beta) \quad (2.6)$$

ile verilir. Ayrılma parametresi olarak adlandırılan $\tau = 0, 1, 2, \dots$ değerlerini alabilir. Enerji spektrumunda enerjilerin uyarılmış seviyelere göre değişimi $\tau(\tau+3)$ ile orantılıdır. Gama-yumuşaklık modeli için $\tau = 3$ e kadar verilen spektrum (Seviye enerjileri ve $B(E2)$ değerleri ile) Şekil 2.2 de görölmektedir.



Şekil 2.2: Çift-çift gama yumuşak çekirdek yapısının şematik gösterimi ve bu seviyeler arasındaki geçişler için gösterilmiş olan rölative $B(E2)$ değerlerinin 10 a normalize edilmiş durumu.

Denklem 2.6 da belirtilen $V(\beta)$

$$V(\beta) = \frac{1}{2} C (\beta - \beta_0)^2 \quad (2.7)$$

bağıntısı ile verilir ve β daki harmonik salınımlar için izinli olduğu anlaşılır.

E2 geçişlerinin izinli olabilmesi için $\Delta\tau = \pm 1$ şartı gereklidir. γ yumuşak (soft) modeli için $R_{4/2} = 2.50$ olarak tanımlanırken $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 10 / 7 = 1.43$ dır.

2.1.3. Çift - Çift Eksensel Simetrik Deforme Çekirdek Yapısı (Rotor Çekirdekler)

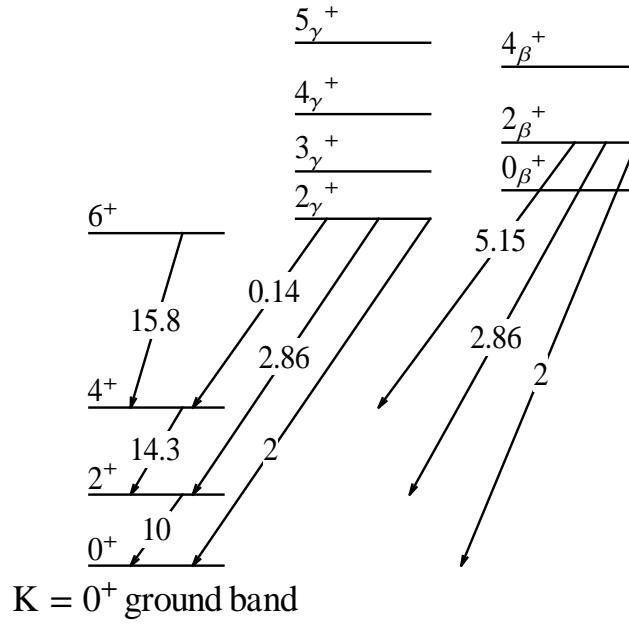
β nın sıfır olmayan bir β_0 değerine sahip olduğu farz edilirse ve γ da sıfır kabul edilirse, çekirdek eksensel-simetri şekline sahip olur ve uzayda dönme hareketine maruz kalabilir. β sıfır değil iken kuadrupol deformasyonda sıfırdan farklıdır. Çekirdeğin uzayda simetri eksenine dik bir eksenle dönmesi ile kollektif uyarılmalar açığa çıkar. Eğer β ve γ daki küçük genlikli salınımlar izinli ise fazladan kollektif uyarılmalar meydana gelir. Mümkün olan iç (intrinsic) uyarılmalara simetri eksenini boyunca olan salınımları (β titreşimleri) veya simetri eksenine dik olan salınımları (γ titreşimleri) dahildir. Intrinsic dalga fonksiyonu sistemin seviyesini belirler. Hamiltonyen simetri eksenini civarındaki dönüşlerde değişikliğe uğramayacağından, bu eksen doğrultusundaki açısal momentumun K izdüşümü iyi bir kuantum sayısı olur. Y_{20} veya β modundaki titreşimler için bir fonon uyarılması $K=0$ iken $Y_{2\pm 2}$ veya γ modu $K=2$ değerine sahiptir. Her bir iç durum sadece, $J=0,2,..$ çift spinlerinin sağladığı, $K=0$ bandı hariç, $J=K, (K+1), (K+2) ..$ spinli rotasyonel bandını oluştururlar. Böyle bir sistemin enerji spektrumu

$$E(J, K) = \frac{\hbar^2}{2I} [J(J+1) - K(K+1)] + E_{ek} \quad (2.8)$$

ile verilir. I eylemsizlik momenti, E_{ek} iç uyarılmanın enerjisi, K ise simetri eksenindeki açısal momentumun izdüşümüdür. Küresel çekirdeklerde bilinen en büyük deformasyon doğadaki kuadrupoldür. Deforme çekirdeklerde ise düşük vibrasyonel uyarılmış seviyelerde kuadrupol titreşmeler görülür. Böyle modlar sırasıyla $K=0$ ve $K=2$ olmak üzere iki çeşit açısal momentum taşırlar. β titreşimleri, $K=0$ bandı, simetri eksenini boyunca sıralanan titreşimlerdir. Böylece eksensel simetri korunur. $K=2$ modu γ titreşimi olarak adlandırılır ve eksensel simetriden zamana bağlı dinamik *kısa yolculuğu* gösteren bir veridir. β kuadrupol deformasyonundaki dalgalanmalara karşılık β

titreşimleri ve γ daki salınımlarına γ titreşimleri karşılık geldiği için β ve γ titreşimleri olarak isimlendirilirler.

Şekil 2.3 de çift-çift eksensel simetrik deforme (rotasyonel) çekirdekler için bir seviye şeması örnek verilmiştir. Rotasyonel yapıda $R_{4/2} = 3.33$ iken $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 10/7 = 1.43$ dir. E2 geçişleri ile ilgili ayrıntılı bilgi Bölüm 2.1.4 de verilmiştir.



Şekil 2.3: Çift-çift eksensel simetrik deforme çekirdek modeli seviyelerinin $K=0$ temel seviye γ ve β bantları için şematik gösterimi ve bu seviyeler arasındaki bazı geçişler için gösterilmiş olan relatif $B(E2)$ değerlerinin 10 a normalize edilmiş durumu.

2.1.4. Alaga Kuralları

β ve γ titreşimlerinin en ilginç ve belki de en fazla bahsedilen özelliği elektromanyetik bozunma özellikleridir. E2 geçişi seçim kuralı yukarıda titreşen çekirdeğin özelliği ile aynıdır (bir fononun yok olması ve yaratılması). Bir elektromanyetik geçişte en azından bir titreşim (veya fonon) yaratılmalı veya yok edilmelidir. Bu nedenle bir β veya γ titreşimi E2 radyasyonu ile temel seviyeye bozunabilir fakat β ve γ titreşim bantları arasındaki geçişler yasaktır çünkü β ve γ titreşim bantlarındaki bir titreşimin yok edilmesi ve diğerinin yaratılması eş zamanlı olarak gerçekleşir.

Elektromanyetik geçişlerdeki kolektivite dalga fonksiyonlarındaki uyumdan ortaya çıktığından, γ -bandından temel seviye bandına veya β -bandından temel seviye bandına olan geçişlerin kolektif olmasını bekleriz çünkü matrix elementleri tek parçacık matrix elementlerinden çok daha büyük olur. Fakat bir rotasyonel bant içerisinde oluşan geçişlerden daha zayıf kolektivite oluşacaktır. Rotasyonel yapıdaki değişiklik bütün çekirdeği veya en azından bütün valans nükleonlarını gerektirdiğinden yüksek kolektivite rotasyonel bantta oluşur.

$K=0$ (β) bandının oluşumu için çiftlenmiş bütün nükleonları uyarmak gereklidir bu nedenle $K=0$ uyarılmalarını yaratabilmek kolay değildir. $K=2$ (γ) bandında ise iki kuasi parçacık seviyelerinde nükleon çiftlerinin kırılması ve bir parçacığı bir diğer uyarılmış kuasi parçacık seviyesine yükseltme ile olur bu nedenle $K=2$ bandı yaratmak $K=0$ bandı yaratmaktan daha kolaydır. Bu nedenle $K=0$ bandından temel seviye bandına geçişin $K=2$ bandından temel seviyeye geçiş daha az kolektiflik özelliği göstereceği anlaşılabilir. Nükleer yapıdaki bilgi ve rotasyonel-vibrasyonel etkileşimler B(E2) değerlerinden çıkartılabilir. Bu değerler bant içi ve bantlar arasındaki B(E2) değerlerine bakılarak anlaşılabilir. Bu dallanma oranları Clebsch-Gordan değerlerinin karesine bağlıdır ve böylece modelden bağımsızdır. Bu dallanma oranları Alaga Kuralları ile bulunabilirler.

$$\frac{B(E2: J_i \rightarrow J_f)}{B(E2: J_i \rightarrow J'_f)} = \frac{\langle J_i K_i 2\Delta K | J_f K_f \rangle^2}{\langle J_i K_i 2\Delta K | J'_f K_f \rangle^2} \quad (2.9)$$

Denklem 2.9 uyarılmış seviyeler arasındaki (aynı başlangıç seviyesi fakat iki farklı bitiş seviyesi arasındaki) B(E2) oranını veren bağıntıdır. Tablo 2.1 de deforme çekirdeklerdeki E2 geçişleri için Alaga Kuralları verilmiştir.

Tablo 2.1 kullanılarak deforme çekirdeklerde bantlar içi ve bantlar arası mümkün dallanma oranları hakkında bilgi bulunabilir. Bu konuya ek olarak bantlar arası olabilecek karışımların sayısal değerlerini de deneysel olarak bulmak mümkündür. Tablo 2.2 de γ dan temel seviye bandı ve $K=0$ dan γ bandı için düzeltme faktörleri

verilmiştir [12]. Bu tablo kullanılarak bantlar arası oluşabilecek karışımlar hakkında bilgi sahibi olunur.

Tablo 2.1 : Deforme çekirdeklerde bazı E2 geçişleri için Alaga kuralları [6].

$$\langle J_i K_i 2\Delta K | J_f K_f \rangle^2$$

$$K_i \rightarrow K_f$$

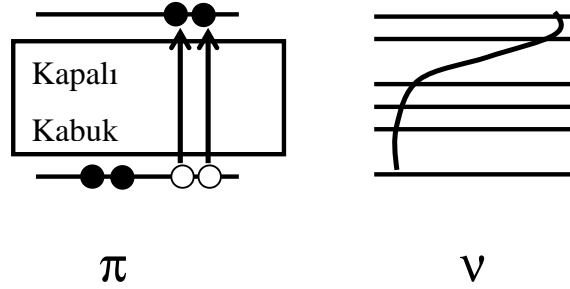
J_i	J_f	0→0	2→0	0→2	2→2
0	2	1.0	---	1.0	---
	0	0.200	0.200	---	---
2	2	0.286	0.286	0.286	0.286
	3	---	---	0.500	0.500
	4	0.515	0.014	0.215	0.215
	2	---	0.358	---	0.358
3	3	---	---	---	0
	4	---	0.143	---	0.343
	5	---	---	---	0.300
	2	0.286	0.120	0.008	0.120
4	3	---	---	0.112	0.267
	4	0.260	0.351	0.351	0.042
	5	---	---	0.389	0.234
	6	0.455	0.031	0.142	0.340

Tablo 2.2 : $\gamma \rightarrow g$ (temel seviye bandı) ve $0^+ \rightarrow g$ bant karışımlarından dolayı $\gamma \rightarrow g$ ve $0^+ \rightarrow g$ bantlarında azalan E2 matris elementleri için düzeltme faktörleri [12].

J_i	J_f	Düzeltilme Faktörü	
		$\gamma \rightarrow g$	$0 \rightarrow g$
$J_f - 2$	J_f	$1 + (2J_f + 1) Z_\gamma$	$1 + 2(2J_f - 1)Z_0$
$J_f - 1$	J_f	$1 + (J_f + 2) Z_\gamma$	---
J_f	J_f	$1 + 2Z_\gamma$	1
$J_f + 1$	J_f	$1 - (J_f - 1) Z_\gamma$	---
$J_f + 2$	J_f	$1 - (2J_f + 1) Z_\gamma$	$1 - 2(2J_f + 3)Z_0$

2.1.5. Çift-Çift Çekirdekte Kabuk Modeli ile Intruder (Davetsiz) Seviyeler

Kapalı kabuk veya kapalı kabuğa yakın olan bölgelerde düşük uyarılmış 0^+ seviyelerini üretmek hem deneysel olarak hem de teorik olarak nükleer yapı açısından önemlidir. [1,13,14]. Bu seviyeler genellikle (çift-çift Cd ve Sn izotopları – [12,15] veya nötronca eksik Pt ve Hg izotopları [1,15,16]) yapı coexistence (birarada varoluş) kavramı veya kabuğu aşan intruder konfigürasyonu [17,18] ile ilişkilendirilebilir. Şu ana kadar gözlenmiş olan kolektif intruder bant yapısı Cd ve Sn için $Z=50$, Pb ve Hg için $Z=82$ kapalı kabuklarının hemen üstünde oluşacak iki proton ile açıklanır. Hafif Pt izotopları için de benzer yorum iki proton-altı boşluk ile açıklanmıştır. Referans [4] çalışmasında IBA-1 Hamiltonyeni kullanılarak basit bir yaklaşım yapılmıştır. Bu yaklaşımda ^{184}Pt çekirdeğinin intruder seviyelere sahip olmadığı durum varsayılarak valans nükleon sayısı hesaplara katılmıştır. Bu doktora tez çalışmasının konusu ^{184}Pt çekirdeği olduğu için burada $Z=82$ kapalı kabuğundaki düşük enerjili intruder seviyelerinin oluşumu incelenecektir.



Şekil 2.4: 2 parçacık - 2 boşluk intruder 0^+ konfigürasyonunun şematik gösterimi.

Kapalı kabuğa yakın olan düşük enerjili intruder seviyelerinin oluşumu kabuk modeli bakımından parçacık-boşluk uyarılmaları ile anlaşılabilir. Düşük uyarılmış enerjilerde intruder seviyelerin oluşumu hem pairing korelasyonu hem de proton – nötron korelasyonu ile yorumlanır. Şekil 2.4 te düşük uyarılmış 0^+ intruder seviyeleri için oluşan mekanizması gösterilmiştir. Normal düşük uyarılmış seviyeler, protonların normal j_π orbitallerini nötronların j_ν orbitallerini doldurduğu konfigürasyonlardan oluşmaktadır. Intruder kavramının olduğu $Z=82$ kapalı kabuk bölgesinde, j_π orbitleri j_ν nötron orbitleri ile aynı kabuk içerisindeki orbitleri doldururlar. Böylelikle iki parçacık – iki boşluk uyarılmaları dört ekstra valans nükleon ile bir konfigürasyon yaratırlar. Artan kuadrupol kolektivitede ve bir deforme bantta efektif valans nükleon

sonuçlarının daha yüksek sayısı küreselliğe yakın normal konfigürasyonun üstündeki enerjide gözlenmektedir. Bir proton çiftini kapalı kabuğun üstüne yükseltmek, $\epsilon_{j\pi}$ ve ϵ_{π} iki ana kabuktaki tek proton parçacık enerjileri olmak üzere Denklem 2.10 ile verilmektedir.

$$\Delta = 2(\epsilon'_{\pi} - \epsilon_{j\pi}) \quad (2.10)$$

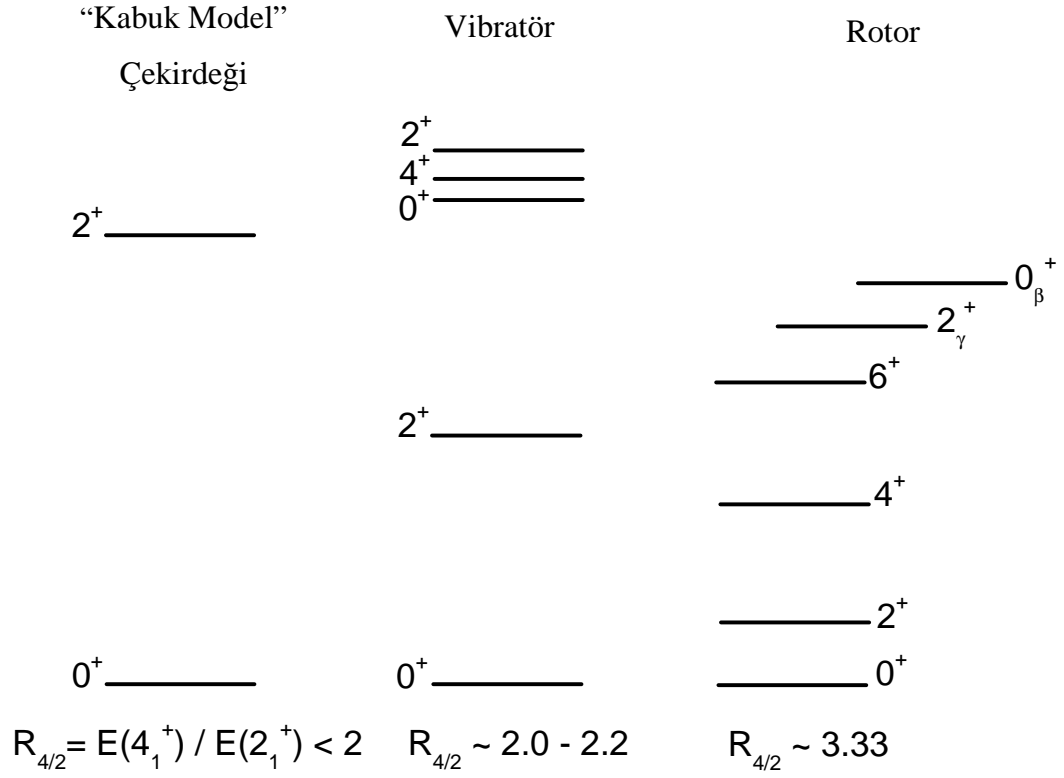
Pertürbe olmamış iki parçacık - iki boşluk uyarılmaları yüksek enerjilerde bulunurlar. Intruder enerji seviyesinin azaltılması enerji spektrumunda azalmaya sebep olmaktadır. Bir proton çiftinin 0^+ açısıl momentumuna çiftlenmesi ile enerjisindeki değişim (enerji kazanımdaki değişim) pairing kuvvetinden gelmektedir. Proton-nötron etkileşiminde 2p-2b seviyelerinin enerjisini azaltmaktadır çünkü kapalı kabuk üzerinde olan protonun bulunduğu orbit nötron ile benzer orbiti doldurmaktadır. Hem monopol terime hem de kuadropol terime katkıda bulunmaktadır. Daha fazla deforme olan konfigürasyon ile oluşan, örneğin 0^+ , intruder seviyesi ile bazen 2_1^+ seviyesinden bile aşağıda oluşabilmektedir.

2.2. NÜKLEER ÇEKİRDEK YAPISINA GENEL BAKIŞ

Bu bölümde, deneysel sonuçlar kullanılarak, nükleer çekirdek tablosundaki çekirdeklerin yapılarını anlamak için basit yaklaşımların nasıl yapılacağı anlatılacaktır.

Kapalı bir kabuktan orta kabuğa doğru nükleer yapıdaki değişim, birkaç uyarılmış nükleer seviyeleri ve sahip oldukları potansiyel yapıları Şekil 2.5 de gösterilmiştir.

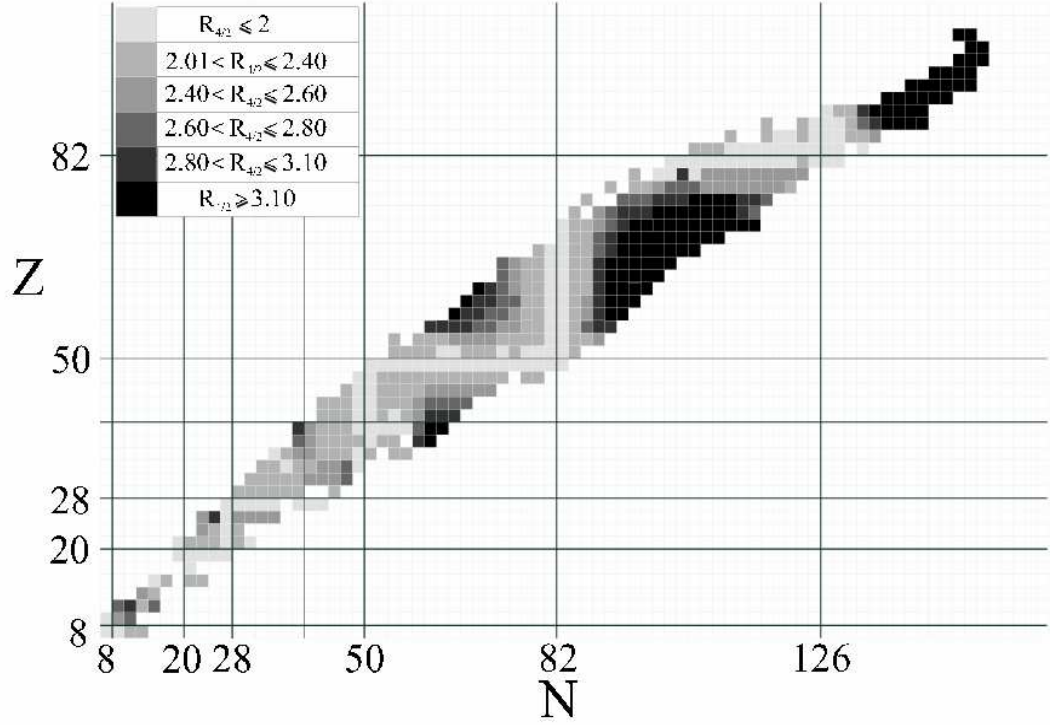
Nükleer çekirdeğin yarıçapı hakkındaki bilgi Bölüm 2.1 de açıklanmıştır. Farklı teknikler ile gerçekleştirilen nükleer fizik deneyleri ile elde edilen veriler bizlere çekirdek hakkındaki bilgiyi vermektedir. Bu nükleer veriler içerisinde nükleer uyarılma enerjisi, açısıl momentum, spin-parite gibi bilgiler yer alabilir. Şekil 2.6 da $Z=8$ den $Z=100$ e kadar olan çekirdeklerin bütün izotopları için $R_{4/2} = E(4_1^+) / E(2_1^+)$ sonuçları bir renk skalası kullanılarak verilmiştir.



Şekil 2.5 : Nükleer yapının kapalı kabuktan (sol) orta kabuğa doğru değişimi (sağ).

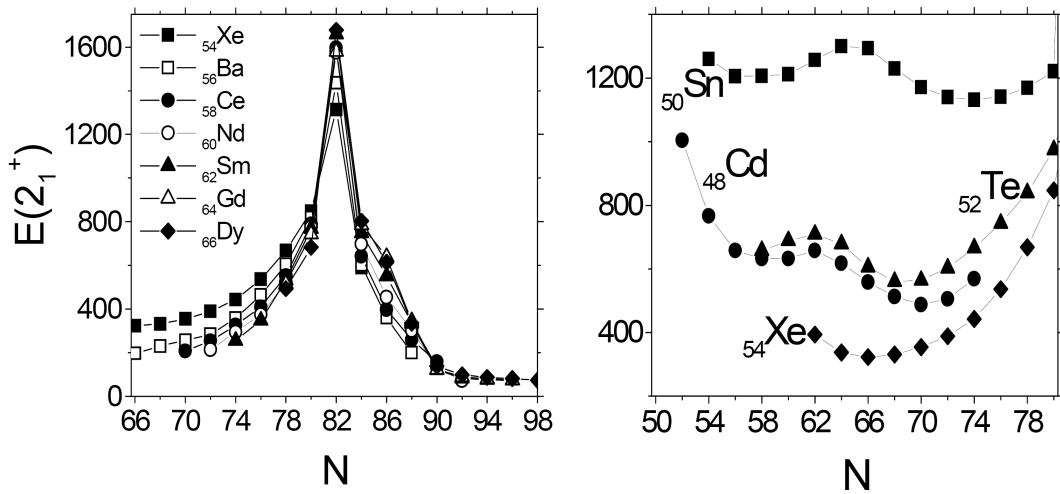
Nükleer fizikte sihirli sayılar göz önüne alınarak (2, 8, 50, 82, 126..), Şekil 2.6 dan görüldüğü gibi açık renkli bölgeler kapalı kabuğa yakın bölgeleri gösterirken, koyu renkli bölgeler ise, özellikle, orta kabukta oluşan deforme bölgeleri göstermektedir. Bunların yanında Şekil 2.6, gri renkli bölgeler için geçiş bölgesi çekirdekleri (N=90 bölgesi gibi) hakkında ipuçları vermektedir. Ayrıca bu şekil, her bir çekirdeğin deneysel verisine bakmak yerine, nükleer çekirdek tablosunda belli bir bölgeyi incelemek (A~150 bölgesi gibi), bizi çekirdeğin yapısı hakkında fikir sahibi yapmaktadır.

Nükleer çekirdek tablosunda kararlılık bölgesinden uzaklaştıkça birçok nükleer çekirdeğe ulaşmak günümüz teknolojisindeki hızlandırıcılarla mümkün değildir. $R_{4/2}$ deneysel verisini hesaplamak için hem 2⁺ uyarılmış seviyesi hem de 4⁺ uyarılmış enerji seviyesi gerekmektedir. Kararlılıktan uzaklaştıkça çekirdeklere ulaşmak güçleşeceğinden bazı çekirdekler için 4⁺ enerji seviyesi uyarılamayabilir ve $R_{4/2}$ oranı da hesaplanamaz.



Şekil 2.6: $Z=8$ den $Z=100$ e kadar olan çekirdeklerin bütün izotopları için $R_{4/2}$ sonuçları.

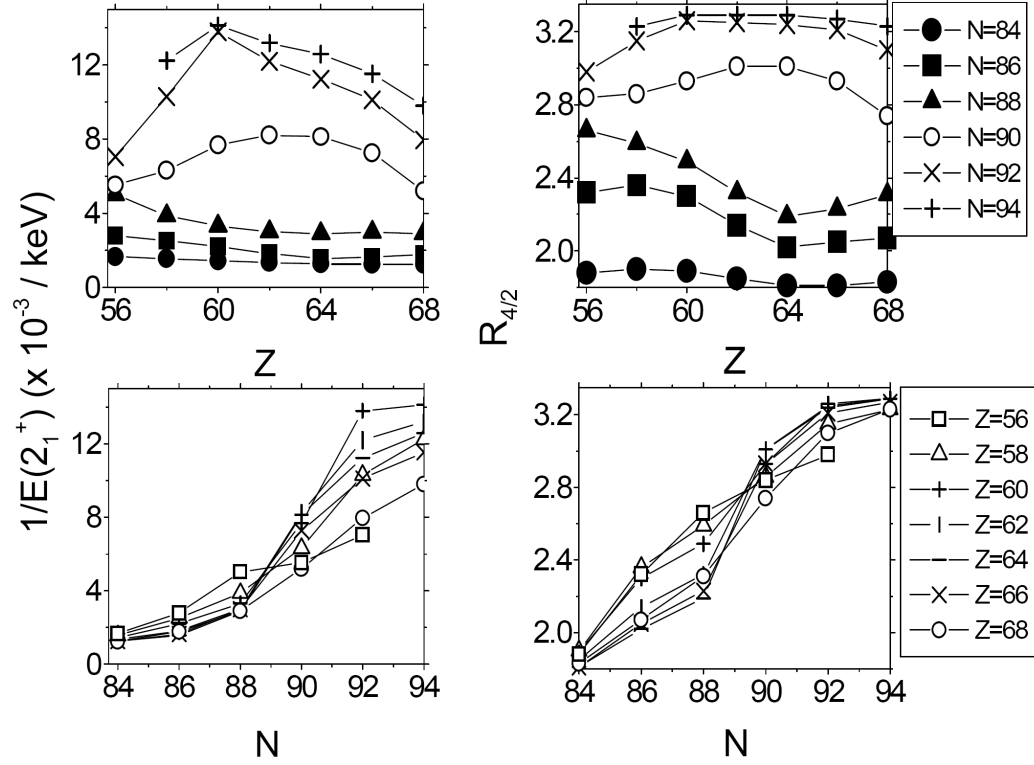
Küresel çekirdek yapısından (kapalı kabuğa yakın bölgeden) deforme (orta kabuğa) yapıya doğru gidildikçe ~ 2.0 den 3.33 e doğru artan $R_{4/2}$ oranı varken, gittikçe azalan $E(2^+)$ enerji değerleri görülür. Bu nedenle çift-çift çekirdeklerin ilk uyarılmış enerji seviyesi olan 2^+ dan da nükleer çekirdek yapısına ait bilgi kolaylıkla anlaşılabilir.



Şekil 2.7: ${}_{54}\text{Xe}$ - ${}_{66}\text{Dy}$ çekirdekleri için $66 \leq N \leq 98$ aralığında deneysel $1/E(2_1^+)$ değerleri (Sağ). ${}_{48}\text{Cd}$ - ${}_{52}\text{Te}$ çekirdekleri için $50 \leq N \leq 80$ aralığında deneysel $1/E(2_1^+)$ değerleri (Sol).

Şekil 2.7 (Sol) da ${}_{54}\text{Xe}$ - ${}_{66}\text{Dy}$ çekirdekleri için $66 \leq N \leq 98$ aralığında deneysel $E(2_1^+)$ enerji değerleri gösterilmiştir. Görüldüğü gibi kapalı kabuğa doğru yaklaştıkça ($N=82$), $E(2_1^+)$ değeri artmaktadır. Diğer bir deyişle, sadece proton veya nötron valans nükleon sayısı azaldıkça, $E(2_1^+)$ yüksek enerji değerine sahiptir. Kapalı kabuğun hemen ardından $E(2_1^+)$ enerji değeri aniden azalmaktadır. Sağdaki şekilde ${}_{48}\text{Cd}$ - ${}_{54}\text{Xe}$ çekirdekleri için $50 \leq N \leq 80$ aralığı için $E(2_1^+)$ enerji değerleri verilmiştir. Bilindiği gibi, Sn çekirdeği $Z=50$ sihirli sayısına sahiptir. Bu nedenle ne kadar valans nötronu olursa olsun $E(2_1^+)$ enerji değerinin çok fazla değişmediği görülmektedir. ${}_{48}\text{Cd}$ ve ${}_{52}\text{Te}$ çekirdeklerinin sırası ile iki tane proton boşluğa ve iki tane valans protona sahiptir. İki tane boşluğu ve parçacığı olan çekirdeklerin, ${}_{50}\text{Sn}$ çekirdeğinden farklı olarak, bir anda $E(2_1^+)$ enerji değerlerinin azaldığı net bir şekilde görülmektedir. Daha fazla valans parçacığı olan bir çekirdeğin, örneğin Şekil 2.7 (sağ) da görülen ${}_{54}\text{Xe}$ çekirdeği için, $E(2_1^+)$ değeri daha da azalmaktadır. Sn çekirdeği için önemli bir ayrıntı Şekil 2.7 de görülmektedir. Artan valans nötron sayısı ile (orta kabuğa doğru gidildikçe) $E(2_1^+)$ değeri artış göstermektedir. Bu azalmanın en çok olduğu yer ($N \sim 64$), Sn çekirdeği için en fazla küreselliğin olduğunu göstermektedir. Diğer bir deyişle Sn çekirdeği için $N=64$ yarı kapalı kabuk özelliği gösterdiği söylenebilir.

$R_{4/2}$ ve $E(2_1^+)$ artan nötron sayısına veya proton sayısına bağlı olarak, birbirleri ile ters yönde bir yönelim izlediklerinden $E(2_1^+)$ değerine bakmak yerine $1/E(2_1^+)$ oranına bakmak $R_{4/2}$ oranı ile karşılaştırma açısından kolaylık sağlayabilir. Şekil 2.8 de $A=150$ bölgesi için $R_{4/2}$ ve $1/E(2_1^+)$ deneysel verilerinin benzerliği için örnekler verilmiştir.



Şekil 2.8: A=150 bölgesi için $1/E(2_1^+)$ (Sol) ve $R_{4/2}$ (Sağ) nin Z ve N' ye bağlı deneysel verileri [19].

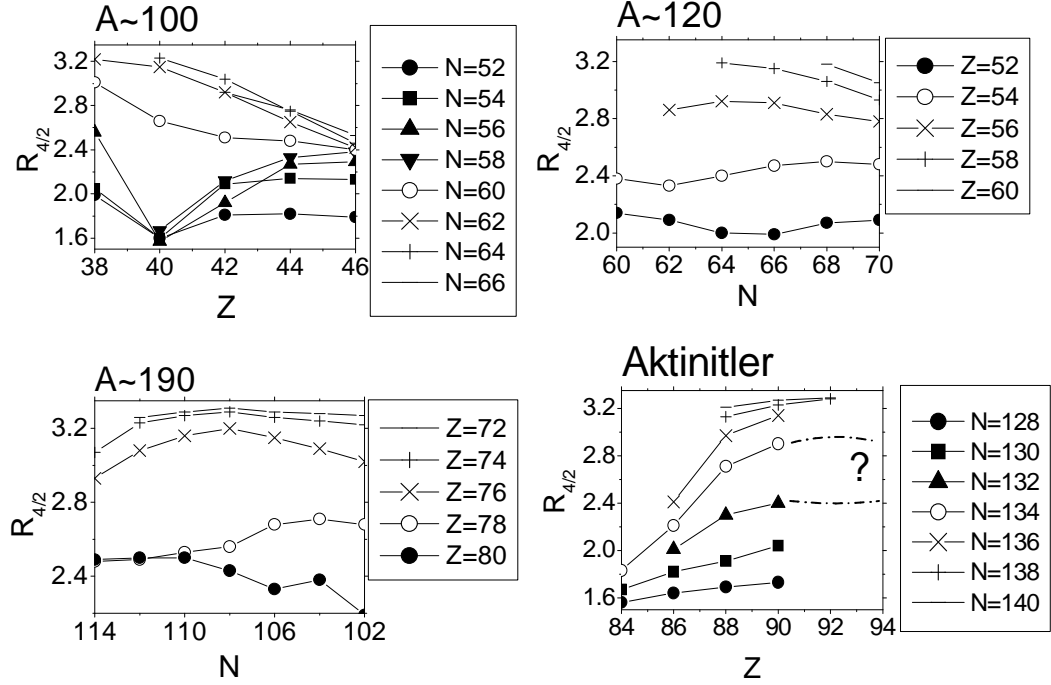
Şekil 2.8 üst panelde $1/E(2_1^+)$ ve $R_{4/2}$ deneysel verilerinin proton sayısına bağlı, alt panelde ise nötron sayısına bağlı değişimi gösterilmiştir. İki farklı deneysel verinin aynı yönelimi göstermesinin arkasında, görülen yönelimin fiziksel olarak yorumu en önemli noktadır. Üst panelde $N=88$ ve 90 arasında bir boşluk görülmektedir. Bu oluşan boşluk nükleer yapıyı mikroskopik seviyede detaylı olarak anlamak gerektiğini anlatmaktadır. Şekil 2.5 de $R_{4/2} < 2$ sihirli çekirdeklere yakinken 3.33 ile deforme yapıya doğru nükleer yapıdaki değişim yukarıda açıklanmıştır. Şekil 2.8 üst panelde $N=84-88$ vibrasyonel bir yapı gösterirken $N=92-94$ deforme yapı davranışı sergilemektedir. $N=90$ ise vibrasyonel ve deforme yapının arasında kalırken geçiş bölgesi olarak tanımlanabilir. ${}_{64}\text{Gd}$ çekirdeği $R_{4/2}$ ve $1/E(2_1^+)$ deneysel verileri için minimum değeri göstermektedir. $N \leq 88$ için $Z=64$ sihirli sayı gibi davranırken $Z=64$ yarı kapalı kabuk olarak adlandırılır. $N \geq 90$ için 50-82 sihirli sayı olduğundan $Z=64$ orta kabukta yer alır.

Şekil 2.8 alt panelde görülen “crossing“ (geçiş) lerin en şiddetli olduğu yerler üst paneldeki boşlukları temsil etmektedir. ${}_{56}\text{Ba}$, ${}_{58}\text{Ce}$ çekirdekleri nötron sayısı arttıkça $1/E(2_1^+)$ ve $R_{4/2}$ deneysel verileri kademeli olarak, diğer bir deyişle yavaşça, artar. Buna ters olarak, ${}_{62}\text{Sm}$, ${}_{64}\text{Gd}$ çekirdekleri $N=88$ ve 90 arasında ani bir artış göstermektedir. Bu davranış $N \geq 90$ için deformasyonun başladığı bölgeyi göstermektedir. Böylelikle Şekil 2.8 deki alt ve üst panelde gösterilen yaklaşım ile yarı kapalı kabuk değişiminin olduğu bölgeler hakkında fikir sahibi olunabilir.

$A=150$ bölgesi, $N=90$ çekirdekleri için nükleer yapının değişimi hakkında nükleer çekirdek tablosunda en iyi bilinen bölgedir [20,21]. Bu bölgede $Z=64$ yarı kapalı kabuğun bozulduğu görülmektedir. Bu durum en iyi olarak Federman-Pittel Mekanizmi ile açıklanmıştır [20]. Bu metodda nötronlar $N=90$ civarındaki $h_{9/2}$ orbitini doldururlarken, kuvvetli $1h_{11/2p} - 1h_{9/2n}$ etkileşimi ile $1h_{11/2}$ proton orbiti aşağıya doğru çekilir ve $Z=64$ boşluğu ortadan kaldırılır. Böylece, $N < 90$ için proton kabuğu $Z=50-64$ iken, $N \geq 90$ için $Z=50-82$ göz önüne alınır. Şekil 2.7 de ise basit deneysel veriler kullanılarak nükleer kabuk etkisinin basit yöntem ile nasıl görüleceği anlatılmıştır ve bunu test etmek amacı ile $A=150$ bölgesinin dışında $A=100$, $A=120$, $A=190$ ve aktinit bölgeleri de incelenmiştir [19].

Şekil 2.8 e benzer şekilde Şekil 2.9 bu bölgelere ait deneysel $R_{4/2}$ verisini göstermektedir. Dikkat edilmesi gereken nokta Şekil 2.9 da $R_{4/2}$ verisinin her bir bölge için proton sayısına göre değişimi verilmemiştir. $A \sim 120$ ve $A \sim 190$ bölgeleri için nötrona bağlı değişim, $A \sim 150$ bölgesindeki $N=88$ ve 90 arasındaki boşluğa benzer boşluğu göstermektedir. $A \sim 100$ bölgesinde yarı kapalı kabuk aralığı $Z=40$ in $N > 60$ olduğu durumlarda yok olurken, $A \sim 120$ bölgesinde ${}_{54}\text{Xe}$ çekirdeği $N \sim 64$ civarında geçiş bölgesi çekirdeğine benzer bir davranış sergilemektedir. Geçmiş yıllarda $A \sim 120$ ve 190 bölgesi için mümkün olan yarı kapalı kabuk yapısı tam olarak açıklanamamıştır [22] ve bu bölgelerdeki çoğu çekirdek γ -yumuşak veya prolate ve oblate minimumlarının eşit olduğu şeklinde yorumlanmıştır [22]. Şekil 2.9 da gösterilen $A \sim 120$ bölgesinde Xe çekirdek verisi göz önüne alınmaz ise, ${}_{52}\text{Te}$ çekirdeği ile ${}_{56}\text{Ba}$ çekirdeği arasında nükleer yapıda büyük bir değişim görülmektedir. Xe çekirdeğinin $N \sim 64$ civarındaki yarı kapalı kabuk etkisini yok ettiği Ref.[23] te manyetik moment ölçümleri ile açıklanmıştır. Aynı şekilde $A \sim 190$ bölgesi incelenebilir. ${}_{78}\text{Pt}$ çekirdeği Xe çekirdeği gibi davranmaktadır.

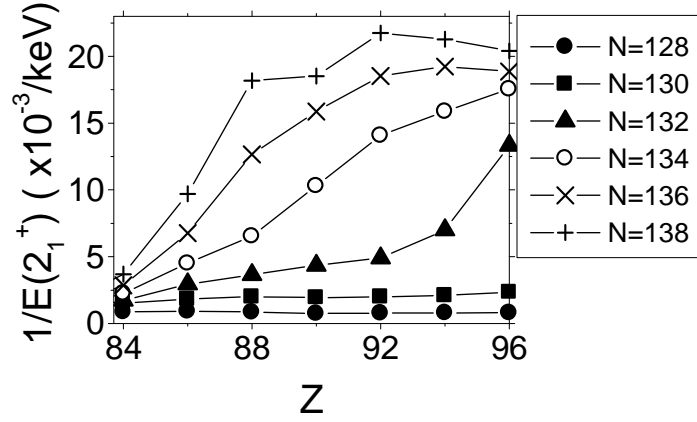
A~190 bölgesinde ^{80}Hg çekirdeğinden ^{76}Os çekirdeğine olan değişimine bakılırsa nükleer yapıdaki değişimin ani şekilde deforme duruma dönüştüğü görülür. Bu değişim N~108 civarında yarı kapalı kabuk in varlığı hakkında bilgi vermektedir [24,25].



Şekil 2.9: A=100, 120, 190 ve aktinitler için $R_{4/2}$ deneysel verileri [19].

Şekil 2.9 da aktinit çekirdeklerinin bulunduğu bölgede, Z~90 için N~132 civarında olabilecek bir yarı kapalı kabuk aralığı için olasılık noktali çizgiler ile gösterilmiştir. Aktinit bölgesinde yeterli derecede veri olmadığı için kesin bir şey söylemek zordur. A~150 bölgesi için deneysel veri ile çok iyi uyum sağlayan Gogny kuvveti [26] kullanılarak yapılan bir teorik yaklaşım, aktinit bölgesi için Şekil 2.10 da gösterilmiştir. Gogny kuvveti ile üretilen $E(2_1^+)$ enerji değerleri kullanılarak hesaplanan $1/E(2_1^+)$ değerleri, aktinit bölgesinde N=132 civarı için bir boşluk olduğunu önermektedir. Bu nedenle Uranyum çekirdeklerinin olduğu bölgeler için gelecekte yapılacak olan spektroskopik çalışmalar aktinit bölgesi çekirdekleri için yarı kapalı kabuk in olup olmadığını ispatlaması açısından büyük önem taşımaktadır. Mg bölgesi çekirdekleri için yapılan yaklaşımlar Ref. [19] dan öğrenilebilir. $R_{4/2}$ ve $1/E(2_1^+)$ deneysel verilerinin

yanında $B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ değeri de aynı yönelimi göstermektedir [bubble] ve kullanışlı bir veri olarak göz önüne alınmalıdır.



Şekil 2.10: Gogny Kuvveti [26] kullanılarak aktinitler için hesaplanmış $1/E(2_1^+)$ değerleri [19].

Nükleer spektroskopik çalışmalar ile elde edilen $R_{4/2}$, $1/E(2_1^+)$ ve $B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ değerlerinin nükleer yapıyı anlamak açısından önemi yukarıda anlatılmıştır. Ancak bu deneysel verilere ulaşmaktan daha kolay olan atomik kütleler ile elde edilen veriler çekirdek hakkında ilk bilgiyi bize vermektedir. Bir çekirdeğin atomik kütlelerini ölçmek bir çekirdeğin uyarılmış enerji seviyelerine ulaşmaktan daha kolaydır. Bu nedenle nükleer spektroskopisi yapılmamış veya uyarılmış enerji seviyeleri belirlenmemiş çekirdeğin atomik kütleleri biliniyor ise o çekirdek hakkında fikir sahibi olmak mümkündür.

Atomik kütle deneysel olarak ölçülebilir [27]. Atomik kütle ölçüm teknikleri bu tez çalışmasının konusu olmadığı için bu konuda detaylı bilgi verilmeyecektir ancak Ref. [27] den detaylı bilgiler bulunabilir. İlerleyen bölümde atomik kütle ölçüm sonuçları ile nükleer yapı fiziği arasındaki bağlantı ve atomik kütle ölçümlerindeki hassasiyetin bir çekirdeğin uyarılmış enerji seviyelerine nasıl etki ettiği anlatılacaktır.

Bir çekirdeğin bağlanma enerjisi hakkında bilgi sahibi olabilmek için kütlelerinin ölçümü gerekmektedir. Denklem 2.10 da atomik kütleleri içeren bağlanma enerjisinin bağıntısı verilmiştir.

$$BE(Z, N) = \left[(Nm_n + Zm_p - m(Z, N)) \right] c^2 \quad (2.10)$$

$BE(Z, N)$ bağlanma enerjisi, N nötron sayısı, m_n nötronun kütlesi, Z proton sayısı, m_p protonun kütlesi, $m(Z, N)$ ise atomik kütle temsil etmektedir. Denklem 2.10 dan anlaşılacağı gibi bir çekirdeğin kütlesi sahip olduğu proton sayısının proton kütlesi ile çarpımı ve sahip olduğu nötron sayısının nötron kütlesi ile çarpımının toplamına eşit değildir. Bu toplamdan proton ve nötronların birbirleri ile oluşturduğu bağlanma enerjilerinin çıkarılması gerekir.

Atomik kütle verileri kullanılarak hesaplanan ayrılma enerjilerinde ilk elde edilen bilgi ile sihirli sayılar net bir şekilde gözlenmiştir. Çekirdekte bir/iki proton veya bir/iki nötron koparılmasına bağlı olarak ayrılma enerjisi bağıntıları Denklem 2.11 de verilmiştir.

$$S(2n) = -M(A, Z) + M(A-2, Z) + 2n = BE(Z, N) - BE(Z, N-2) \quad (\text{İki nötron ayrılma enerjisi}) \quad (2.11)$$

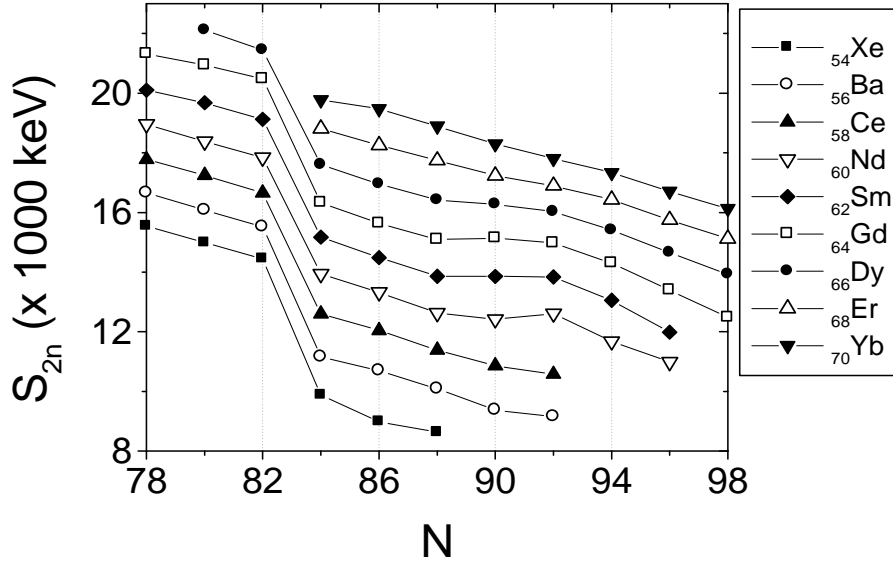
$$S(2p) = -M(A, Z) + M(A-2, Z-2) + {}^2_1\text{H} \quad (\text{İki proton ayrılma enerjisi}) \quad (2.12)$$

$$S(n) = -M(A, Z) + M(A-1, Z) + n = BE(Z, N) - BE(Z, N-1) \quad (\text{Bir nötron ayrılma enerjisi}) \quad (2.13)$$

$$S(p) = -M(A, Z) + M(A-1, Z-1) + {}^1_1\text{H} \quad (\text{Bir proton ayrılma enerjisi}) \quad (2.14)$$

$A \sim 150$ bölgesi için Şekil 2.11 de S_{2n} e ait bir örnek verilmiştir. $N=82$ kapalı kabuğunda S_{2n} yani iki nötron koparılacak enerjideki azalma şekilden net şekilde görülmektedir. Şekil 2.11 e bakıldığında, genel olarak azalan bir yönelim görülmektedir. Nötron sayısı arttıkça her bir adımdaki azalma, N nötron sayısına sahip çekirdeğin $(N+2)$ nötrona sahip çekirdeğe göre daha az bağlanma enerjisi olduğunu göstermektedir. Şekil 2.11 de, özellikle Nd, Sm, Gd and Dy çekirdekleri için $N=90$ da artan bir S_{2n} yönelimi görülmektedir. Bu durumda bu çekirdeklerin 90 nötrona sahip olduğu durumda, $N=88$ den daha az bağlanma enerjisi görülmemekle birlikte daha fazla bağlanma enerjisine sahiptir. Daha fazla görülen bağlanma enerjisi bu çekirdeklerin $N=90$ da ani bir

deformasyonun olduğunu göstermektedir. Bu tanımlama ile Şekil 2.8 için yapılan tanımlamalar uyum içerisindedirler.



Şekil 2.11: ${}_{54}\text{Xe}$ - ${}_{70}\text{Yb}$ çekirdekleri için $78 \leq N \leq 98$ aralığında iki nötron ayrılma enerjileri (S_{2n})

Atomik kütle değerleri, herhangi bir çekirdeğin izotopuna bağlı olarak, o çekirdeğin kararlı olan izotopu için mutlak olarak en yüksek değerdir. Bu kararlılık çevresinde kütle değerleri kararlı olan izotopun (izotopların) her iki tarafındaki izotoplar simetrik ve parabolik bir yapı gösterirler. Bu yapının gözle görülür olarak bozulduğu yerlerde, çekirdek içerisinde gerçekleşen etkileşimler göz önüne alınmalıdır.

Atomik kütleler çekirdek içerisindeki bütün etkileşimleri yansıtır. Bu etkileşimler iki-cisim etkileşimleridir ve proton-nötron, proton-proton, nötron-nötron etkileşimleri olabilir. Bu etkileşimlerin bir kısmı Denklem 2.11 ve Denklem 2.14 te verilen ayrılma enerjileri ifadeleri ile sınırlandırılarak, yarı kapalı kabuktaki şekil-faz değişikliklerinin olduğu bölgeler net bir şekilde görülebilir. 1989 yılında JingYe ve arkadaşları [7] ayrılma enerjilerini kullanarak proton-nötron etkileşimlerine bir sınırlama daha getirmişlerdir. Denklem 2.15 te bu sınırlama gösterilmekte olup, bağlanma enerjilerindeki çift farklılık adımı olarak, sadece en son iki proton ile iki nötron arasındaki etkileşmeyi anlatır ve kısaca δV_{pn} adını alır. Buradaki δ 'nin anlamı ortalama proton-nötron etkileşimidir. δV_{pn} değerleri ile yapılan çalışmalarda [8,28], nükleer çekirdeklerin yapıları, proton ve nötron orbitlerinin nl_j değerleri arasındaki üst üste

binme ilkesinden açıklanmıştır. Eksik bağlanma enerjisi nedeniyle hesaplanamayan δV_{pn} değerleri için, CERN-ISOLDE-ISOLTRAP ta kütle ölçümü için öneriler yapılmıştır [28,29].

$$\begin{aligned}
 |\delta V_{pn}(Z,N)| &= 1/4 \times [\{B(Z,N) - B(Z,N-2)\} - \{B(Z-2,N) - B(Z-2,N-2)\}] \\
 &= 1/4 [S_{2n}(Z,N) - S_{2n}(Z-2,N)] \\
 &= 1/4 [S_{2p}(Z,N) - S_{2p}(Z,N-2)] \tag{2.15}
 \end{aligned}$$

2.3. ETKİLEŞEN BOSON MODELİ - IBM (INTERACTING BOSON MODEL)

2.3.1. Neden Etkileşen Bozon Model?

Nükleer çekirdekler üzerindeki çalışmalar ve nükleer çekirdekleri anlamamız iki temel bakış açısı ile yapılabilir. Bunların birincisi nükleer çekirdeklere mikroskopik açıdan bakış diğer ise makroskopik açıdan bakıştır. Mikroskopik yaklaşımda orbitler, nükleonların birbirleri ile etkileşimleri (Kabuk Modeli, Yoğunluk Fonksiyonlu Teori (DFT)..) göze alınırken makroskopik yaklaşımda kuantum sayıları ($K, J, N_B, ..$) ile sistem tanımlanabilir. Mikroskopik açıdan bakış çekirdekler içindeki nükleonların hareketleri daha doğrusu nükleonların kımıldamaya başladıkları durumlar ve bunlar arasındaki etkileşimler ile ifade edilir. Serbestlik dereceleri olarak nükleonların kendileri ele alınır. Makroskopik yaklaşımda ise birkaç fermi boyutundaki büyüklük kavramından çekirdeklerin genel görünümü ele alınır ve bütün çekirdeğin şekline ve bu şekil çerçevesindeki salınımlara odaklanılır. Buradaki serbestlik derecesi, bütün nükleonların çoklu hareketi bir bütün olarak alınır ve nükleer yapının tanımı da simetri ve şekil değişimleri açısından ifade edilir. Bu iki farklı durum özetle, her bir nükleonun kendisinin nükleer yapıdaki ifadesi ve çoklu nükleon hareketlerinin nükleer yapıdaki ifadeleri ile verilir. Her iki yaklaşımda birbiri ile aynı sonuçları vermek zorundadır fakat birbirlerinden bağımsız değerlere sahiptir.

Çok fazla valans nükleon sayısı ile ağır çekirdekleri tanımlayan bir kabuk modeli, deneysel olarak gözlenebilen birçok bilgiyi doğru şekilde üretebilmektedir ancak bu nükleer yapı kavramını ayrıntılı biçimde anlamak için yeterli olmayabilir. Örneğin, Kabul Modeli yrast enerji seviyelerini üretebilir ancak yrast enerji seviyelerinin

kuantum mekaniksel olarak en üst seviyede düzenli dönüş yapan nükleonlara yakın olduğu bilgisini göremez. Bunun aksine, kollektif kıvıldamalar (mikroskopik yaklaşım) bize basit bir biçimde düşük enerjili uyarılmaları anlamak için kusursuz bir bilgi verir fakat bu seferde nükleon orbitleri hakkındaki bilgiyi ve nükleonlar arasındaki bu kıvıldamalara sebep olan konfigürasyonlar hakkındaki bilgiyi vermez. Bu nedenle, her iki yaklaşımdaki bakış açısına da ihtiyaç duyulur ve bunlar birbirini tamamlayıcı öğelerdir. Kollektif hareket için birçok başarılı model bulunmaktadır. Nükleer çekirdek hakkındaki bilgiyi hem mikroskopik yaklaşım hem de makroskopik yaklaşım bize vereceğinden bu durumun bir modelde nasıl toplanacağı düşünülmelidir.

Mikroskopik modelde günümüzde en detaylı bilgi DFT hesapları ile bulunur. Son günlerde DFT hesaplarından $E(2_1^+)$ seviye enerjilerine ulaşılması hedeflenmektedir ve bu konuda çalışmalar devam etmektedir. Mikroskopik bir modeli makroskopik modelden ayıran dezavantaj, çekirdeğin genel yapısı tanımlanırken hiçbir spektroskopik (örneğin, uyarılmış seviye enerjileri, dallanma oranları) bilgi edinilemez. Bazı mikroskopik modeller spin-parite bilgilerini verirken, deformasyon hakkında hiçbir bilgi vermemektedir.

İhtiyaç duyulan ve arzu edilen bir model, kollektif şekillerin ve uyarılma durumlarının basit, kolay fikirlerle oluşturulduğu bir modeldir. Ancak bunların yanında da az parametreye sahip olmalı ve geniş bir çerçevede nükleer yapının değişimini de içine alacak şekilde esnek olmalıdır. Böyle bir modele örnek Etkileşen Bozon Modeli, IBM (Interacting Boson Model) [30-32] verilebilir.

Kapalı kabuktan uzak olan çekirdeklerde birçok uyarılmış seviye üretilebilir. En çok bilinen örneklerden biri ^{154}Sm çekirdeğidir. ^{154}Sm ($Z=62$, $N=92$) 12 tane valans protona ve 10 tane valans nötrona sahiptir. Bu durumda ^{154}Sm da $\sim 3 \times 10^{14}$ adet 2^+ uyarılmış seviyesi üretmek mümkün olacaktır. Kuantum mekaniksel olarak bu durum çözümü mümkün olmayan bir durumdur. IBM bir kollektif model olmasına rağmen, mikroskopik açıdan böyle bir problemi ortadan kaldırmayı başarmış bir modeldir ve $\sim 3 \times 10^{14}$ adet 2^+ uyarılmış seviyesini 26 ya indirmiştir. Bu başarıyı ortaya koyarak var olan en iyi kollektif model olarak kabul edilmektedir.

2.3.2. Etkileşen Bozon Model Hakkında

Etkileşen Bozon Modeli, IBM, ilk olarak 1974 yılında Arima ve Iachello tarafından bulunmuştur [30-32]. Kabuk Modeli ve Geometrik Kollektif Modelin ardından nükleer yapıyı tarif eden üç basit modelden biridir. Etkileşen Bozon Modeli cebirsel ve grup teori yaklaşımlarını temel almış bir modeldir. Etkileşen Bozon Modelini iki şekilde ele almak mümkündür. Birincisi proton ve nötronu ayrı parçacıkmiş gibi düşünüp proton ve nötron için ayrı ayrı parametreler kullanmak ikincisi ise proton ve nötronu benzer parçacıklarmiş gibi düşünüp aynı parametrelerle ifade etmek olacaktır. Birinci durum IBM-2 ile ifade edilirken, ikinci durum IBM-1 ya da sadece IBM olarak ifade edilebilir. Çift-çift çekirdeklerin bir çok düşük uyarılmış enerji seviyeleri proton-nötron simetrik olduğundan IBM-1, IBM in yeterli bir yaklaşımı olduğu düşünülmektedir. IBM-3 ve IBM-4 olarak adlandırılan modellerde bulunmaktadır. Bunlar daha çok hafif çekirdekler için kullanılmakta olup izospin hesaba katılmaktadır. Kütle numarası tek olan çekirdekler için çiftlenmemiş olan fermiyon hesaba katılır ve Etkileşen Bozon Modeli, Etkileşen Bozon-Fermiyon adını alarak IBFM ve IBFFM olarak bilinirler. Bu doktora tez çalışmasında protonlar ve nötronlar arasında ayırım gözetmeden, çift-çift çekirdekler için kullanılan, IBM (IBM-1) kullanılmıştır.

Bölüm 2.1.1 de belirtildiği gibi çift-çift çekirdeklerin temel seviyesi her zaman 0^+ ve onu takip eden 2^+ seviyesi vardır. Bu durum kısa erimli, çekici ve artık (rezidü) etkileşimin bir sonucu olan karakteristik bir özelliktir. Çift-çift çekirdeklerde artık etkileşme ile 2^+ seviyesinden sonra oluşacak seviyeler $(2j-1)$ maksimum spinine kadar giderek azalan enerji aralıklarıyla oluşur.

0^+ ve 2^+ seviyelerinden bahsettikten sonra ve bu iki spin-paritenin çift-çift çekirdekler için en düşük seviyeler olacağından IBM in bu konu ile bağlantısını açıklamak gerekir. Kısa erimli, çekici ve artık etkileşme etkisi altında aynı orbitteki iki benzer nükleon (iki protonun veya iki nötronun) çiftlendiklerinde her zaman 0^+ ve 2^+ seviyelerini oluşturmaya eğilim duyarlar. Bu özellikle kuadropol kuvvetten doğar.

Arima ve Iachello da 1974 yılında valans nükleonların, özellikle düşük enerjili uyarılmış seviyeler için, sadece 0 ve 2 açısal momentumuna çiftleneceklerini düşünüp Etkileşen Bozon Modelini bulmuşlardır. Fermiyonların çiftlenimlerinin bozonların

çiftlenimi ile benzer olacağını düşünüp, bu iki 0 ve 2 çiftlenimlerini sırasıyla s ve d bozonlarının oluşturacağını tanımlamışlardır. Bu nedenle nükleer çekirdeğin düşük enerjili uyarılmış enerjileri sadece s ve d bozonlarının enerjilerine ve onların birbirleri ile olan etkileşimlerine bağlıdır. IBM de sadece valans nükleon sayıları düşünülerek bozon sayıları hesaba katılır. Bozon sayısı toplam valans nükleon sayısının ikiye bölünmesi ile bulunacak bir sayıdır. Örneğin, ^{154}Gd çekirdeği 64 tane protona, 90 tane nötrona sahiptir. 14 tane valans protonu ve 8 tane valans nötronu ile toplam 22 valans nükleona sahip olup, ^{154}Gd çekirdeğinin s ve d bozonu birlikte düşünülerek toplam 11 tane bozonu bulunmaktadır.

2.3.3. Grup Teori Kavramı: Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetriler

IBM için s ve d bozonların etkileşimlerinin, bir nükleer çekirdeğin düşük uyarılmış enerji seviyelerini oluşturması için yeterli olduğu yaklaşımı bir önceki bölümde açıklanmıştır. Bu noktada iki konudan bahsedilebilir. Birincisi s ve d bozonların sahip oldukları manyetik alt seviyeler, ikincisi ise bu manyetik alt seviyeler ile oluşan cebirsel gruptur.

s bozonu monopol $J=0$ değerine sahip olduğundan bir tane ($2j+1$ hesabından) manyetik alt seviyesi vardır. d bozonu ise kuadrupol $J=2$ değerini temsil ettiğinden toplam beş adet manyetik alt seviyesi vardır. Böylelikle, s ve d bozonlarının hesaba katıldığı bir sistemde toplam altı alt seviyeden altı boyutlu bir uzay oluşturulur ve $U(6)$ cebirsel grubu tanımlanır. Oluşan manyetik alt seviyeleri Şekil 2.12 de gösterilmiştir.

$U(6)$ cebirsel grup Bölüm 2.1 de bahsedilen nükleer modeller oluşacak şekilde alt gruplara ayrılırlar. Nükleer modeller için, açısal momentumun iyi bir J kuantum sayısı olması gerektiğinden, $U(6)$ nın herhangi bir alt grubunun üç boyutta dönen bir cebirsel değere sahip olması gerekir. Böyle bir cebir $O(3)$ ile ifade edilebilir. $U(6)$ grubunun $O(3)$ alt grubuna dönüştüğü üç ifadesi, ilgili kuantum sayıları ile aşağıda verilmiştir.

$$U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3)$$

$$N_B \quad n_d \quad v \quad n_{\Delta J}$$

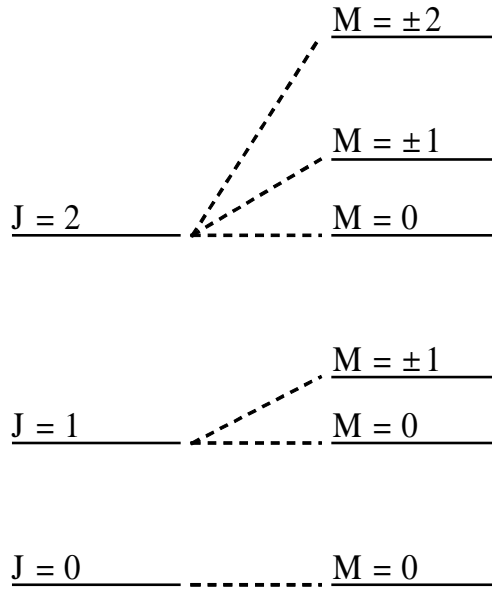
$$U(6) \supset SU(3) \supset O(3) \quad (2.10)$$

$$N_B \quad (\lambda, \mu) \quad KJ$$

$$U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3)$$

$$N_B \quad \sigma \quad \tau \quad v_{\Delta J}$$

$U(6)$ grubunun alt gruplara ayrılması ile IBM dinamik simetrisi elde edilir: $U(5)$, $SU(3)$ ve $O(6)$. Bu üç alt grup için aynı Hamiltonyen kullanılır ve Etkileşen Bozon Modeli Hamiltonyeni olarak adlandırılır. Aşağıda ilk önce IBM Hamiltonyeninden bahsedilecek ardından IBM üç dinamik simetrisi hakkında kısa bilgiler verilecektir.



Şekil 2.12: Farklı J durumları için oluşan manyetik alt seviyeler [33].

2.3.4. Etkileşen Bozon Model Hamiltonyeni

IBM Hamiltonyeni s ve d bozonlarının yaratılması ve yok olması ile verilir, s , s^\dagger , d , d^\dagger ve Ref. [30-32] kullanılarak,

$$H_{IBA} = H_s + H_d + H_{etk.} = \varepsilon_s n_s + \varepsilon_d n_d + H_{etk.} \quad (2.11)$$

Hamiltonyeni yazılır.

ε_s ve ε_d , sırasıyla s ve d bozonlarının enerjilerini temsil eder. Böylece, ilk iki terim sadece s ve d bozonlarının toplam enerjilerini verirken H_{etk} bozonlar arasındaki etkileşmeyi verir. Bir çekirdek için bozon sayısı sabit olduğundan, Denklem 2.11 deki operatörler her zaman ss^\dagger , $d^\dagger \tilde{d}$, $s^\dagger \tilde{d}$ ve $d^\dagger s$ lineer olmayan kombinasyonları oluşturur. $H.c$ Hermitsel eşleniği olmak üzere, IBM Hamiltonyeninin en genel formu

$$H = \varepsilon_d n_d + \frac{1}{2} \sum_J C_J (d^\dagger d^\dagger)^{(J)} \cdot (\tilde{d} \tilde{d})^{(J)} + \frac{V_2}{\sqrt{10}} [(d^\dagger d^\dagger)^{(2)} \cdot \tilde{d} s + H.c] + \frac{V_0}{\sqrt{5}} (d^\dagger s^2 + H.c) \quad (2.12)$$

Denklem 2.12 deki Hamiltonyen basit anlamda bir fizik içeriğini yansıtmamaktadır. Bunun için tamamıyla aynı olan bir alternatif form tanımlanabilir ve IBM hamiltonyenin “multipole (çoklu)” versiyonu adını alır (Denklem 2.13)

$$H = \varepsilon n_d + a_0 P P + a_1 J^2 + \kappa Q^2 + a_3 T_3^2 + a_4 T_4^2 \quad (2.13)$$

Burada ε , ε_d ile aynı anlamdadır. $P^\dagger P$ bozonlar arasında bir çeşit çiftlenim (pairing) etkileşme, $Q.Q$ bozonlar arasındaki kuadropol etkileşme, J^2 ise rotasyonel enerjilere olan katkıyı verir ve özdeğerleri $J(J+1)$ ile orantılıdır. Denklem 2.13 deki diğer terimler ise s ve d bozonlarının oluşturduğu değişik kombinasyonları ifade eder ancak fiziksel olarak katkıları diğer operatörlere göre çok daha azdır. Denklem 2.13 deki terimler

$$Q = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) - \frac{\sqrt{7}}{2} (d^\dagger \tilde{d})^{(2)} \quad (2.14)$$

$$P = \frac{1}{2} (\tilde{d}^{(2)} - s^2) \quad (2.15)$$

$$T_J = (d^\dagger \tilde{d})^{(J)} \quad J = 0, 1, 2, 3, 4 \quad (2.16)$$

$$n_d = \sqrt{5}T_0, J = \sqrt{10}T_1 \quad (2.17)$$

ile tanımlanırlar (Denklem 2.14 de verilen $\sqrt{7}/2$ sayısı χ parametresine eşittir).

2.3.5. Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetri I: U(5)

U(5) dinamik simetrisi vibrasyonel çekirdekler için tanımlanmıştır. Hamiltonyen Denklem 2.18 de verilmiştir.

$$H = \varepsilon'' \hat{n}_d + a_1 J \cdot J + a_3 T_3 T_3 + a_4 T_4 T_4 \quad (2.18)$$

\hat{n}_d iyi bir kuantum sayısıdır. Bu yüzden harmonik $U(5)$ özdeğerleri birbirleri ile karışmazlar ve özdeğerleri

$$E_I = \varepsilon''' n_d + \alpha n_d(n_d + 4) + 2\beta \tau(\tau + 3) + 2\gamma J(J + 1) \quad (2.19)$$

ile tanımlanır. Eğer ε sıfır değil ise, harmonik olan bir spektrum elde edilir. Vibrasyonel yapıya ait örnek spektrum Şekil 2.1 de verilmiştir.

Her bir simetri, enerjilerden farklı olan değişik karakteristik özelliklere de sahiptir. Bunlardan en önemlisi E2 geçişleridir. s ve d bozonları ile verilen en genel E2 operatörü

$$Q = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + \chi (d^\dagger \tilde{d})^{(2)} \quad (2.20)$$

χ Denklem 2.14 den de anlaşıldığı gibi 0 ile $-\sqrt{7}/2$ arasında değişir. İlk iki terim bir s bozondan d bozonuna veya tam tersine dönmeyi açıklar. En sondaki ifade ise n_d ye dönüşür. Denklem 2.20 de verilen Q operatörünü vibrasyonel seçim kuralı karakteristiğine dönüştürmek için kuadropol momentin sıfır ve E2 geçişlerinin bir vibrasyonel fonon yaratması veya yok etmesi gerekir ve bu da $\chi=0$ olması demektir.

Şekil 2.13 te tipik bir $U(5)$ dinamik simetrisine ait spektrum görülmektedir. Denklem 2.12 de en düşük enerji seviyesinde en az miktarda d bozonu vardır, diğer bir deyişle, en düşük enerji seviyesinde toplam bozon sayısı (N_B) s bozon sayısına (n_s) eşittir. Bu nedenle temel seviye 0^+ olmak zorundadır. Birinci uyarılmış seviye bir tane d bozonuna sahip olacak (N_B-1 tane s bozonuna sahip) ve ε_d uyarılmış enerjisi oluşacaktır. Bu temel

seviyeden ($|n_s=N_B, n_d=0\rangle$) $d^\dagger s$ operatörü ile ($d^\dagger s |N_B, 0\rangle = (N_B)^{1/2} |N_B - 1, 1\rangle$) yaratılır. İkinci uyarılmış seviye 2-d bozon konfigürasyonuna sahip olacaktır ve 2 bozon 0^+ , 2^+ ve 4^+ ya çiftlenim yapabilirler. Bu durumda bu seviyeler $2\varepsilon_d$ enerjisinde aynı değere sahip olurlar. Bir sonraki uyarılmış seviye ise 3-d bozon konfigürasyonu ile oluşur ve $E=3\varepsilon_d$ enerjisinde 0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ ve 6^+ spinli seviyeler oluştururlar. $U(5)$ dinamik simetrisinde $R_{4/2}=2$ dir.

$$\begin{array}{cccccccc}
 \underline{8^+ (400)} & \underline{6^+ (400)} & \underline{5^+ (400)} & \underline{4^+ (400)} & \underline{4^+ (410)} & \underline{2^+ (401)} & \underline{2^+ (411)} & \underline{0^+ (421)} \\
 \\
 \underline{6^+ (300)} & \underline{4^+ (300)} & \underline{3^+ (300)} & \underline{2^+ (310)} & \underline{0^+ (301)} & & & \\
 \\
 \underline{4^+ (200)} & \underline{2^+ (200)} & \underline{0^+ (210)} & & & & & \\
 \\
 \underline{2^+ (100)} & & & & & & & \\
 \\
 \underline{0^+ (000)} & (n_d n_\beta n_\Delta) & & & & & &
 \end{array}$$

U(5)

Şekil 2.13: $U(5)$ dinamik simetrisine ait spektrum

2.3.6. Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetri II: $SU(3)$

$SU(3)$ deforme rotor çekirdekler için tanımlanmış bir dinamik simetridir. Bu simetrik limiti tartışmak için Denklem 2.13 deki IBM Hamiltonyeninin çoklu versiyonunda faydalanmak gerekir. $SU(3)$ için Hamiltonyen

$$H = \kappa Q \cdot Q + a_1 J^2 \quad (2.21)$$

ile verilir. Q , Denklem 2.14 deki ifade ile aynıdır. Yukarıdaki Hamiltonyen (λ, μ) ve J kuantum numaraları ile temsil edilir. λ aralığı $2N_B$ den sıfıra kadar değişirken ilk iki terim $SU(3)$ limiti birebir tanımlar. Hamiltonyendeki ikinci terim ise seviyelerin K izdüşüm numarası ve J açısıl momentum ile ifade edilir. İzinli K sayıları $0, 2, 4, \dots, \mu$ aralığındadır.

Denklem 2.21 deki $SU(3)$ Hamiltonyeninin enerji özdeğerleri aşağıdaki enerji bağıntısıdır.

$$E(\lambda, \mu, J) = A[\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu)] + BJ(J+1) \quad (2.22)$$

Bu enerji özdeğerlerinin spektrumu Şekil 2.14 da görülmektedir.

En küçük gösterim $(2N_B, 0)$ ile verilir ve bu yüzden sadece $K=0$ ile birbirini izleyen seviyelere sahiptir. Bu deforme bir çekirdeğin rotasyonel bandına karşılık gelir ve $J(J+1)$ enerji seviyeleri ile orantılıdır. Diğer en düşük gösterim ise $(2N_B-4, 2)$ ile verilir ve $K=0$ ve $K=2$ ile birbirini izleyen seviyeleri belirtir. $K=0$, β kuadrupol deformasyonun denge durumundaki değerinin salınımını veren ve β titreşiminin bir geometrik kavramı olan β -bandı uyarılmalarını verirken, $K=2$ ise eksenel simetriden uzak salınım yapan γ -bant uyarılmalarını ifade eder. Enerji değerleri sadece (λ, μ) ye bağlı olmamakla birlikte J açısai momentum değerine de bağlıdır. J ye bağlılık, özellikle, $K=0$ ve γ bantlarındaki aynı spin-pariteye bağlı seviyelerden anlaşılabilir.

SU(3) dinamik simetrisinde yrast seviyeleri için B(E2) değerleri

$$B(E2: J+2 \rightarrow J) = e_B^2 \frac{3}{4} \left[\frac{(J+2)(J+1)}{(2J+3)(2J+5)} \right] (2N_B - J)(2N_B + J + 3) \quad (2.23)$$

bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıdan $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ oranı N_B ye bağlı olarak $10/7 = 1.43$ sayısının katları olarak hesaplanabilir ve $SU(3)$ dinamik simetrisi için $R_{4/2} = 3.33$ dür.

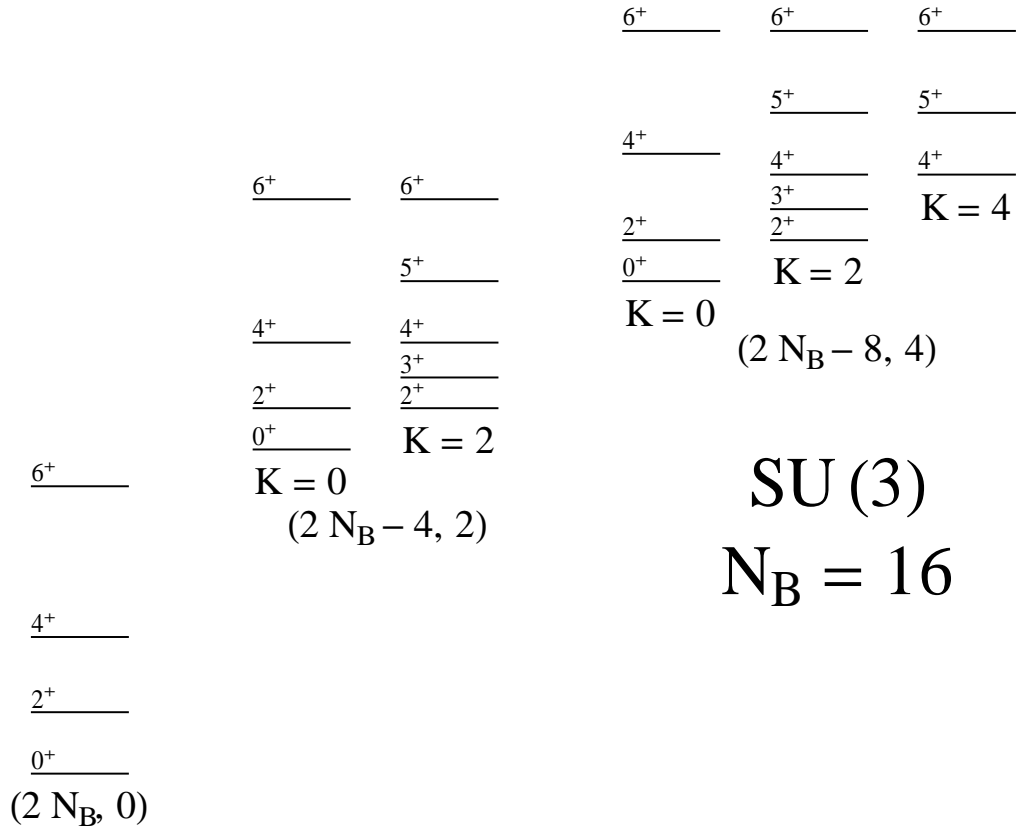
2.3.7. Etkileşen Bozon Modelde Dinamik Simetri III: O(6)

IBM için en son dinamik model $O(6)$ dır. $O(6)$ için üretilen Hamiltonyen, Denklem 2.13 kullanılarak Denklem 2.23 de verilmiştir.

$$H = a_0 P^\dagger P + a_1 J^2 + a_3 T_3^2 \quad (2.24)$$

Bu Hamiltonyenin özdeğerleri

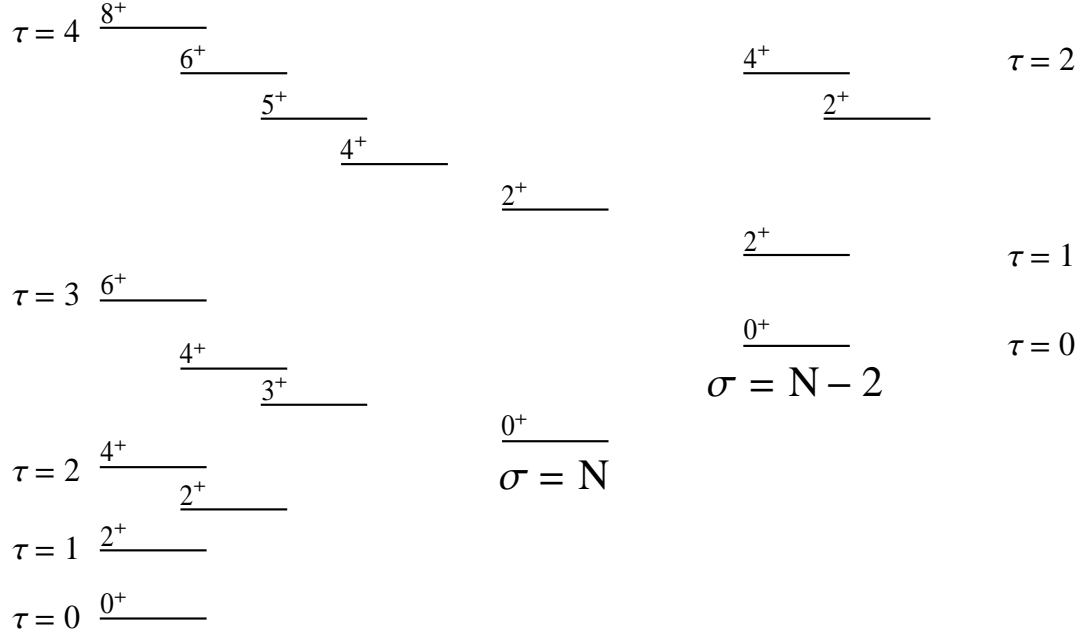
$$E(\sigma, \tau, J) = A(N - \sigma)(N + \sigma + 4) + B\tau(\tau + 3) + C J(J + 1) \quad (2.25)$$



Şekil 2.14: $SU(3)$ spektrumuna ait seviye şeması.

ile verilir. Ana seviyeler σ kuantum sayısı ile fonon gibi adlandırılan seviyeler τ kuantum sayısı ile ve onların açısız momentumları da J kuantum sayısı ile verilir. $O(6)$ spektrumuna ait seviye şeması Şekil 2.15 de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi yukarıda bahsedilen kuantum sayılarının rolleri açıkça görülmektedir. İlk bakışta $O(6)$, $U(5)$ dinamik simetrisine benzemektedir. Fakat daha dikkatli incelendiğinde önemli farklılıklar görülmektedir. $\tau=2$ grubu, örneğin $J=4$ ve 2 ye sahipken $U(5)$ bir de $J=0$ seviyesine sahiptir. Benzer olarak, $\tau=3$ grubunda, $O(6)$ dinamik simetrisinde 2^+ seviyesine sahip değil iken $U(5)$ spektrumu bunu vermektedir. Vibrasyonel modelde enerjiler fonon sayıları ile lineer orantılı iken $O(6)$ da enerji seviyeleri $\tau (\tau +3)$ ile değişir. E2 geçişi seçim kuralı $\Delta\sigma=0$, $\Delta\tau=1$ olup $R_{4/2} = 2.5$ tir.

O(6)



Şekil 2.15: $O(6)$ spektrumuna ait seviye şeması

2.3.8. Etkileşen Bozon Model Hesaplarının Genel Özellikleri

$U(5)$ dinamik simetrisi için εn_d değerinin baskın olduğu yukarıda bahsedilmiştir fakat bu durum $O(6)$ ve $SU(3)$ dinamik simetrilerinde kaybolur. Bu nedenle $U(5)$ ten başlamak şartı ile $O(6)$ ve $SU(3)$ dinamik simetrilerine doğru aradaki mesafe azaldıkça, azalan bir εn_d değerinin olduğu düşünülebilir. Eğer böyle bir yaklaşım doğru ise

$$H = \varepsilon n_d + \kappa Q \cdot Q \quad (2.26)$$

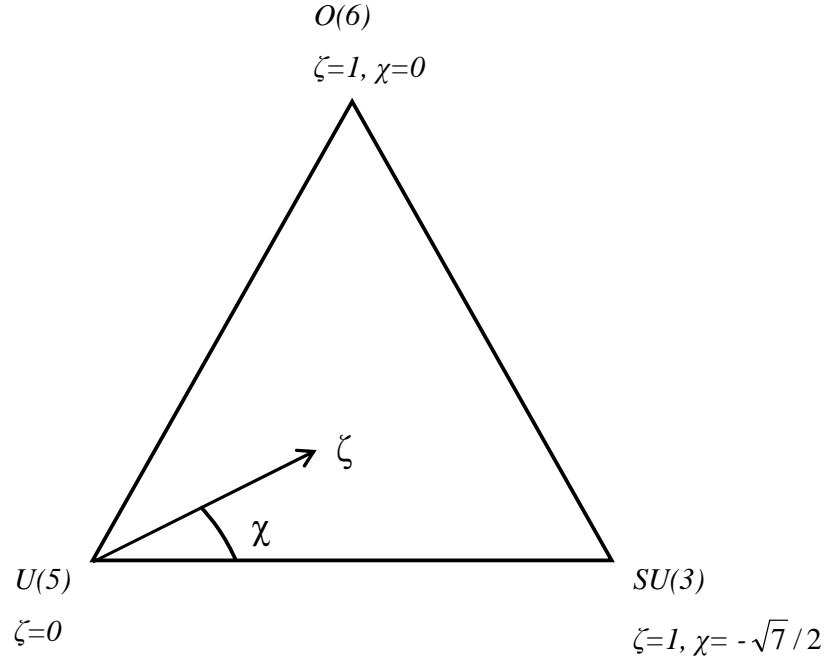
bağıntısı IBM hesapları için kullanılabilir. Q Denklem 2.20 de verilmiştir. Bu Hamiltonyen iki parametreye sahiptir. Birincisi κ/ε ikincisi ise χ dır. κ/ε küresellik ve deformasyonluk ile ilgili iken χ γ -yumuşaklık (softness) ile ilgilidir. Başka bir deyişle, Denklem 2.26 deki ilk ve ikinci terim küresellik ve deformasyon arasında yarışır. ε belirli sayı ile ifade edilemediğinden Denklem 2.26, Denklem 2.27 kullanılarak Denklem 2.28 [34-36] yazılabilir.

$$\zeta = \frac{4N_B}{\left(\frac{\mathcal{E}}{\kappa} + 4N_B\right)} \quad (2.27)$$

$$H(\zeta) = c \left[(1-\zeta)\hat{n}_d - \frac{\zeta}{4N_B} \hat{Q}^\chi \cdot \hat{Q}^\chi \right] \quad (2.28)$$

$$c \text{ skala faktörü iken } \hat{n}_d = d^\dagger \tilde{d} \quad Q = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + \chi(d^\dagger \tilde{d})^{(2)}$$

ζ değeri, $U(5)$ ten $SU(3)$ dinamik simetrisine 0 ile 1 aralığında değişir. N_B bozon sayısıdır. Denklem 2.28, Hamiltonyenin ζ ve χ olmak üzere iki parametreye bağlı olduğunu göstermektedir. IBM hesapları yapıldığı zaman, bağlanma enerjisine bakılmayacaksa $E(2_1^+)$ enerjisine normalizasyon yapılabilir bu nedenle c skala faktörü bulunmaktadır. IBM hesabında bağlanma enerjisi kullanılacak bir veri ise bu durumda $E(2_1^+)$ enerjisi deneysel veri ile aynı olacak şekilde bulunmalıdır, normalizasyon yapılmamalıdır.



Şekil 2.16: Casten Üçgeni [37]

Yukarıda anlatılan üç dinamik simetri Casten üçgeninde (Şekil 2.16) toplanmıştır ve bu üçgen Casten üçgeni olarak adlandırılmıştır [37].

Şekil 2.16 dan görüldüğü gibi üçgen içerisinde Denklem 2.28 Hamiltonyenindeki parametreler tanımlanmıştır. $\zeta = 0$ değerine alır ve χ herhangi bir değer sahip ise $U(5)$ simetrisi, $\zeta = 1, \chi = -\sqrt{7}/2$ ise $SU(3)$ ve $\zeta = 1, \chi = 0$ ise $O(6)$ simetrileri tanımlanır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. DENEYSEL TEKNİK

3.1.1. Beta (β) Bozunumu

Beta (β) bozunumu, nükleer fizikte bir çeşit radyoaktif bozunmadır. β -bozunum deney tekniği geçmiş yıllarda çok daha fazla kullanılan bir teknik olmasına rağmen günümüzde nükleer seviyeleri popüle etmek için tercih edilen kolay bir tekniktir. β -bozunma yöntemi ile sadece nükleer seviyeler hakkında bilgi değil, bunun yanında, örneğin, nükleer spin tespiti, nükleer temel seviyeler, kütle farklılıkları (diğer bir deyişle “mass excess”) bilgileri de elde edilebilir.

β -bozunma tekniğinde, β parçacıklarının kinetik enerjisi sıfırdan mümkün olan bir Q enerjisine kadar sürekli değişen bir aralıktadır. β -bozunmasında bir ana çekirdeğin kız çekirdeğe bozunumu gerçekleşebilir ve yukarıda bahsedilen Q değeri ana ve kız çekirdeğin nükleer seviyelerine bağlıdır.

β -bozunması yüksek derecede spine bağımlı bir popülasyon tekniğidir. Ana çekirdek ile kız çekirdek arasındaki açısal momentumdaki fark β ve ν parçacıkları ile kazanılan açısal momentumdan gelmektedir ve kız çekirdek ile ana çekirdek arasında olacak bozunmadaki geçiş olasılığı, artan “multipolarite” ile azalır. Bu olasılık, $R_{\text{çek.}}$ çekirdeğin yarıçapı, λ_{β} ise β parçacığının de Broglie dalga boyu olmak üzere $R_{\text{çek.}} / \lambda_{\beta}^2 \sim 10^4$ ile orantılı olarak azalır. Yani, 1 MeV enerjili bir β parçacığı için, yayınlanma olasılığının azalma miktarı yaklaşık olarak 10^4 mertebesindedir. Bu nedenle ana çekirdekten kız çekirdeğe olacak bir çok bozunma $L=0$ bozunmaları (β ve ν parçacıklarının hiçbir orbital açısal momentum taşımamaları) ile gerçekleşir. Yani, ana çekirdekten kız çekirdeğe olan bir bozunumda kız çekirdekte en çok popüle olan seviyeler, birbirleri arasındaki açısal momentumun (ΔJ) 0, ± 1 veya hiçbir spin değişiminin olmadığı koşullar sağlanan seviyelerdir.

Düşük spinli bir ana çekirdekten β -bozunumu olayında, kız çekirdekte düşük spinli ve hem yüksek hem de düşük enerjili seviyeler popüle edilir. Kız çekirdekte popüle edilmiş yüksek enerjili seviyelerden, dipol ve kuadropol radyasyonları (γ -ışınımı) yayınlanarak kız çekirdekte düşük enerjili seviyeler popüle edilir.

β -bozunması olayında bir protonun (veya nötronun) bir nötrona (protona) dönüşümü gerçekleşir ve bu esnada β^- , β^+ yayınlanması ve elektron yakalama (ε -capture) olayı gerçekleştiğinden β -bozunumu olarak adlandırılır. Hem β^+ bozunumu hem de elektron yakalama olaylarında aynı ana çekirdekten aynı kız çekirdeğe bozunma olabilir fakat kız çekirdekte popüle edilen seviyeler farklılık gösterir. Kız çekirdekteki seviyelerin popüle olması için rölatif olası enerjili geçişler için β^+ spektrumunun son-nokta (end-point) enerjisine bağlıdır. Elektron yakalama olayında küçük geçiş enerjilerinin, yüksek enerjili seviyeleri popüle etmesi daha çok görülen, yüksek geçiş enerjileri β^+ - bozunmasının baskın olduğu düşük uyarılmış enerjili seviyelerini popüle eder. β^+ - yayınlanmasında, kız çekirdek ile ana çekirdek arasındaki kütle farkından sağlanan enerjinin bir kısmı β^+ parçacığı yaratmak için kullanılır. Fakat elektron yakalanma olayında atomik elektronun kütle enerjisi açığa çıkarılır.

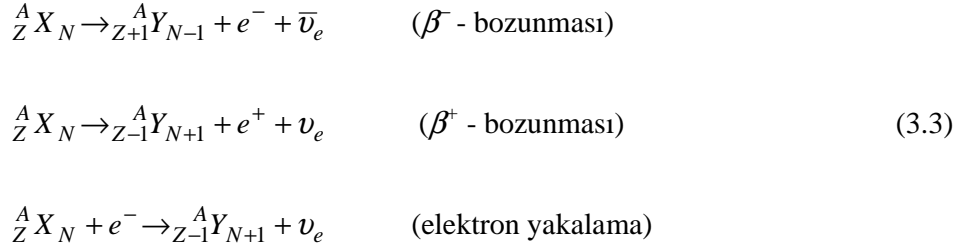
β^+ bozunumu ve elektron yakalama olaylarında kız çekirdeğin uyarılma enerjisi için gerekli enerjiler

$$Q_{\beta} = M_A c^2 - M_K c^2 - m_e c^2 \quad (3.1)$$

$$Q_{\varepsilon} = M_A c^2 - M_K c^2 + m_e c^2 \quad (3.2)$$

ile verilirler. M_A ana çekirdeğin kütlesi, M_K kız çekirdeğin kütlesidir.

β^- , β^+ veya ε -yakalama olayları ile birlikte nötrino (ν_e) veya antinötrino ($\bar{\nu}_e$) salınımı da gerçekleşir. Bu üç bozunma olayı aşağıdaki denklemler ile ifade edilir.



Denklem 3.3 den görüldüğü gibi, β -bozunmasında toplam atomik kütlede bir değişiklik meydana gelmez.

β^+ -bozunumunda, bozunmanın gerçekleşmesi için, ana ve kız çekirdek arasındaki kütle farkı en azından $2m_e c^2$ (1.022 MeV) olmak zorunda iken elektron yakalanmasında, ana ve kız çekirdek arasındaki atomik kütle farkı yakalanan elektronun bağlanma enerjisinden (10 ile 100 keV arasında) daha büyük olmak zorundadır. Bu nedenle, enerji bakımından elektron yakalama, β^+ - bozunumundan daha mümkün bir durumdur. β^- bozunması kararlılığın nötron-zengin bölgesinde meydana gelirken β^+ ve elektron yakalama olayı proton zengin bölgesinde meydana gelir. Her bir olayda kararsız olan çekirdek kararlı bir izobara yaklaşır.

β -bozunumunda Fermi ve Gamow-Teller Bozunumlarından da bahsedilebilir. β ve ν parçacıklarının spinleri birbirlerine antiparalel ($S=0$) şekilde yayınlanırsa Fermi bozunumu, eğer paralel ($S=1$) yayınlanırsa Gamow-Teller Bozunumları gerçekleşir.

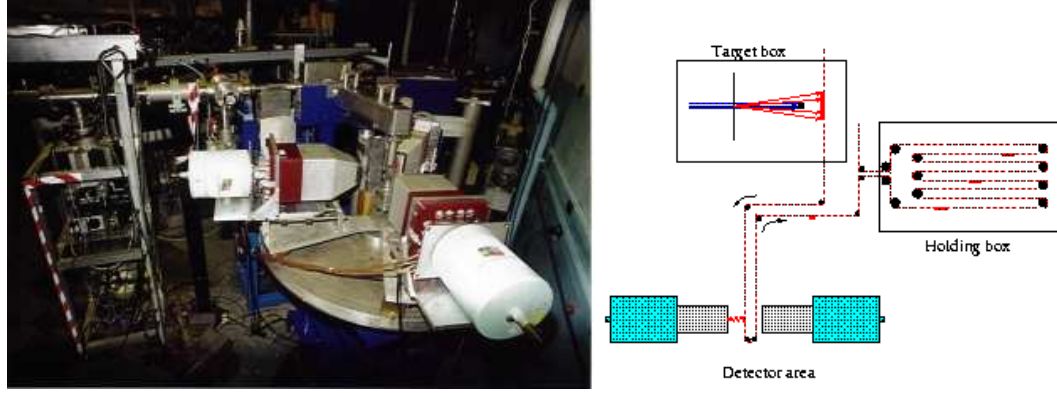
3.2. DENEY DÜZENEĞİ

3.2.1. YALE Moving Tape Collector (MTC)

Yale Üniversitesi, Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında (W.N.S.L) bulunan Manyetik Bant Taşıyıcı Teyp (MTC) [38], β bozunması çalışmaları için kullanılan bir düzenek olup, β bozunumu ile popüle edilen kız çekirdeğin nükleer seviyeleri gözlemlenebilir.

Yale de bulunan MTC deney düzeneği Şekil 3.1 de gösterilmiştir. Kısaca, ana çekirdek, ağır iyon reaksiyonu ile popüle edilir ve hedefin dışarısında konumlandırılan dedektörlere bir teyp yardımı ile transfer edilirler. Bu transferin hemen ardından β

bozunumu gerçekleştirir ve kız çekirdeğin popüle edilmiş seviyelerinden dökülen gama-ışınları elde edilir. Huzme bir çeşit Tandem tipi hızlandırıcıdan gönderilir. WNSL de Yale ESTU Tandem [5] Hızlandırıcısı kullanılmaktadır.



Şekil 3.1: MTC deney düzeneğine ait bir fotoğraf (Sol) . MTC deney düzeneğine ait manyetik teybin yolu, hedef kutusunun şematik gösterimi (Sağ)

β bozunumu olayından önce gerçekleştirilen ağır iyon füzyon buharlaşması reaksiyonu ile ana çekirdek üretilir. Bunun içi hızlandırıcıdan gönderilen huzme bir hedefe çarptırılır ve böylelikle çekirdekler üretilir. Bu üretilen çekirdekler, hedefin içinden direkt geçerek hiçbir reaksiyona girmemiş huzme çekirdeklerden ayırt edilmesi gerekmektedir çünkü direkt gelen huzme teyp materyalini yaklaşık 1 ile 100 nA aralığında huzme akımı ile buharlaştırır. Bunu önlemek amacı ile hedef ile teyp arasında 3 mm çaplı altın bir durdurucu (plug) konulur. Hedef ile reaksiyona girmemiş huzme hedef materyali tarafından yönü değiştirilemez ve böylece direkt plug ile durdurulurlar.

Gelen huzme ile hedef arasında oluşan ağır iyon füzyon buharlaşması sonucu üretilen çekirdekler Şekil 3.1 den görüldüğü gibi hedeften değişik açılarda yayınlanırlar. Bir sonraki adımda üretilen çekirdekler 16 mm genişlikte, plugtan 1.5 cm uzakta bulunan bir çeşit “kapton” teypte toplanır. Teypte toplanan çekirdekler yaklaşık 3 metre ilerideki dedektörlere gönderilirler.

Hedef ile plug arasında yaklaşık 4 ile 8 cm aralığında değişen bir uzaklık vardır. Bu uzaklık değişebilir. Hedefin bulunduğu konum değişebilir olduğundan plug ile hedef arasındaki mesafe, üretilecek çekirdeklerin teypte en çok olma olasılığı ile orantılı

olarak ayarlanabilir. Bu uzaklık ve mümkün olduğunca çok çekirdeğin teypte depolanması saçılan çekirdeklerin açısal dağılım ile orantılıdır. Plug pozisyonu değişken değildir çünkü her bir deney için sistemi belli bir düzene oturtmak zor bir durumdur. Sadece hedef pozisyonu değiştirilebilir. Bölüm 3.2.2 de bu uzaklığa nasıl karar verildiğine ait bir hesap örnek olarak gösterilmiştir.

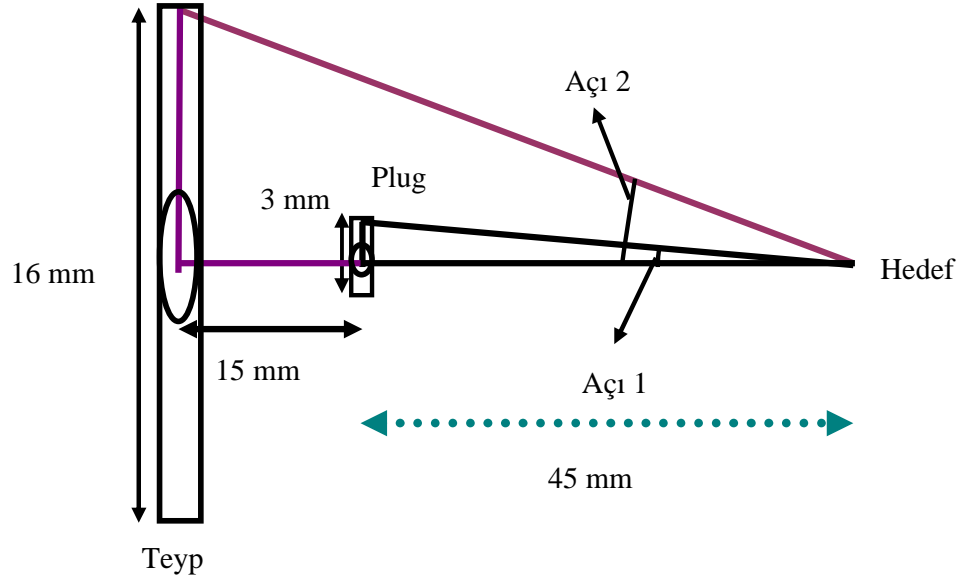
Kapton teypte depolanan ana çekirdeğin dedektörlerin bulunduğu alana gönderilmesi için gereken zaman ana çekirdeğin kız çekirdeğe bozunma yarı ömrü ($T_{1/2}$) ile orantılı olmalıdır. MTC sisteminde teybin taşınma süresi bu $T_{1/2}$ ile orantılı olarak deney öncesi kurulur ve böylece her bir dönüş, yani toplanan ana çekirdeğin dedektör alanına gönderilmesi, $T_{1/2}$ değerine bağlı olarak karar verilir. Böylece dedektör tarafından kız çekirdek için gama-ışınları dedekte edilir. MTC deney düzeneğinde genellikle YRAST Ball [39] deney düzeneğinden alınmış HPGe clover dedektörleri [39,40] kullanılır. Yüksek saflıktaki Ge clover dedektörleri yaklaşık 50 keV üstündeki enerjilerde yüksek verimlilikte gama-ışınları dedekte edebilirler. Eğer hedef ile dedektör arasında yaklaşık 10 cm uzaklık var ise, 1.3 MeV enerjisinde dedektör topluluğunun verimi yaklaşık %1.1 dir. Clover dedektörleri, gelen gama-ışınının Compton olayını azaltmada görevi olan BGO (Bismuth Germanate) dedektörleri içerisinde konumlandırılmıştır. Clover ve BGO dedektörleri arasındaki eş-zamanlı gözlenim elektronikler tarafından ayarlanabilir ve kayıt edilen olaylardan silinir.

3.2.2. ^{184}Pt Çekirdeği için Beta Bozunum Deneyi

^{184}Pt çekirdeği için β^+/ϵ bozunması ile $\gamma\gamma$ spektroskopisi deneyi MTC deney düzeneğinde gerçekleştirilmiştir. Ana çekirdek, ^{184}Au , ^{175}Lu hedef üstüne ^{16}O huzmesi gönderilerek ve bu reaksiyon sonucunda 7 nötronun açığa çıkması ile ($^{175}\text{Lu} (^{16}\text{O},7n) ^{184}\text{Au}$) üretilmiştir. ESTU Tandem hızlandırıcısından 128 MeV enerjili ve 55 enA ^{16}O huzmesi 4 mg/cm^2 kalınlıklı ^{175}Lu hedefe gönderilmiştir.

Bu doktora çalışmasında ^{184}Au çekirdeğinin en fazla tesir kesitinin elde edilmesi için MTC deney düzeneğinde, teyp ile plug arası 15 mm kurulmuş olup (bu sabit bir uzaklık), hedef ile plug arası mesafe 45 mm olarak ayarlanmıştır (Şekil 3.2). Bu mesafenin belirlenmesinde rölatif kazanç elde edebilmek için PACE hesabı yapılmıştır. Farklı mesafeler için elde edilen sonuçlar Tablo 3.1 de gösterilmiştir. ^{184}Au çekirdeğinin

3^+ temel seviyesinin 53 sn. yarı ömrü ile MTC deney düzeneğinde tanımlanmış uzaklıklar ile teybin reaksiyonun olduğu yerden dedektörlerin olduğu bölgeye taşınması 76 sn. olarak ayarlanmıştır. Deney sonunda ^{184}Au çekirdeği için elde edilen yaklaşık 280 mb lık bir tesir kesiti ile ^{184}Pt çekirdeğine, ^{184}Au nin β -bozunumu ile ulaşılmıştır. Elde edilen ^{184}Pt çekirdeğinden yayınlanan γ -ışınları YRAST Ball deney düzeneğinden alınmış dört adet HpGe dedektörleri tarafından dedekte edilmiştir.



Şekil 3.2: MTC deney düzeneğinde hedef kutusunun içerisindeki teyp, plug ve hedefin birbirleri arasındaki mesafenin şematik gösterimi

Tablo 3.1 : Hedef ile plug arasındaki mesafenin belirlenmesinde hesaplanan olasılıklar

Plug-Hedef (mm)	Oran	Açı 1 ($\text{tg}^{-1}B2$)	Teyp-Hedef (mm)	Oran	Açı 2 ($\text{tg}^{-1}E2$)	Sonuç	Toplam Sayı	Yüzde
40	0.0375	2.147	55	0.145	8.25	1675	2168	77.2
45	0.0333	1.9	60	0.133	7.5	1682	2168	77.5
47	0.0319	1.82	62	0.129	7.35	1692	2168	78.0
49	0.0306	1.75	64	0.125	7.12	1688	2168	77.8

3.2.3. Kalibrasyon ve Koinsidans Analiz Tekniği

Deney sırasında elde edilen verilerin analiz edilebilir duruma getirilebilmesi için CSCAN ayıklama paket programı [41-43] ve deney verilerinin analizi için ise RadWare paket programı [44] kullanılmıştır. ¹⁵²Eu çekirdeği enerji kalibrasyonu olarak kullanılırken, ¹³³Ba çekirdeği ise verim kalibrasyonu olarak kullanılmıştır.

DeneySEL verilerinin analizi deneyde elde edilmiş bilgilerin en yüksek düzeyde kullanılmasından geçer. Bir deney sırasında “singles” (tek veya bir anlamında olmasına rağmen, burada, dedektörlere gelen her bir γ -ışının kaydedilmesi anlamındadır) verinin alınması olmazsa olmaz bir şarttır. Singles verinin yanında $\gamma\gamma$ ve/veya $\gamma\gamma\gamma$ eşzamanlı verilerin alınması da ilgilenilen çekirdeğe ait herhangi bir γ ışınımı spektrumda daha temiz, daha net bir pik olarak ve daha az backgroundla görme imkanı sağlar.

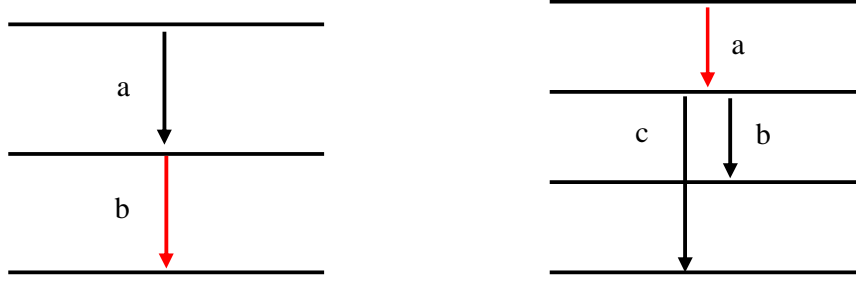
Ayıklama işleminden sonra elde edilen spektrumlarda gözlenen pikler ile ilgilenilen çekirdek için bir seviye şeması oluşturulur. Seviye şemasındaki γ geçişlerinin şiddetleri ve γ ışınının multipolaritesine bağlı olarak geçiş olasılıkları (çekirdeğin ne kadar deforme ya da küresel olduğu hakkındaki bilgi ile orantılı olarak) hesaplanır. Seviye şemasındaki γ geçişlerinin şiddetlerinin bulunabilmesi için sadece singles spektrum verisi değil eş zamanlı spektrumların kullanılması gerektiği yukarıda belirtilmiştir. Her iki durumda şiddetler farklı yöntemle bulunurlar. Singles bir spektrumdan “a” geçişinin şiddeti

$$I_a = \frac{Alan(a)}{N \epsilon_a} \quad (3.4)$$

ile hesaplanır. $Alan(a)$, “a” geçişine ait pikin alanı, N , bütün bozunmaların sayısının toplamı, ϵ_a ise “a” geçişine ait verimdir.

Eşzamanlı spektrum için ise “gate” koyma işlemi gerçekleştirilir. Bu gate koyma işleminde birkaç değişik yöntem izlenebilir. Burada sadece 2 çeşit yöntemden bahsedilecektir. Birincisi, şiddet hesabının yapılacağı γ geçişinin beslediği seviyenin altındaki γ ışına gate koymak (aşağı gate) ikincisi ise γ geçişinin beslendiği seviyenin üstündeki γ ışına gate koymaktır (yukarı gate). İki farklı durum şekil 3.3 de

gösterilmiştir. Birinci yöntemde seviye şeması için rölatif şiddetler bulunurken ikinci yöntemde her bir seviye için ayrı ayrı rölatif şiddetler hesaplanabilir.



Şekil 3.3: (Sol) Aşağı gate örneğinin şematik gösterimi. (Sağ) Yukarı gate örneğinin şematik gösterimi [41]

Aşağı gate: Bunun için Şekil 3.3 (sol) da bir örnek verilmiştir. Bu yöntem izlendiğinde “b” geçişine konularak “a” geçişi için şiddet

$$I_a = \frac{Alan(a) (Gate b)}{NB_b \epsilon_a \epsilon_b} \quad (3.5)$$

ile hesaplanır. $Alan(a)$, b geçişine gate konulduğunda “a” geçişine ait pikin alanı, N bütün bozunmaların toplamı, B_b , b geçişi için dallanma oranı, ϵ_b ve ϵ_a “b” ve “a” geçiş enerjilerine karşılık gelen verimdir. “b” geçişinin dallanma oranının hesaplanması için

$$B_b = \frac{I_b}{\sum_t I_t + \sum_t I_t^{CE}} \quad (3.6)$$

bağıntısı kullanılmalıdır. $\sum_t I_t$, “b” geçişini besleyen seviyeden dökülen bütün γ

geçişlerine ait şiddetlerinin toplamıdır. Eğer “b” geçişini besleyen seviyeden sadece “b” geçişi dökülüyor ise B_b dallanma oranı 1 e eşittir. Deneysel veride N değerini hesaplamak güç olduğundan bütün şiddetler $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişine normalize edilirler.

Yukarı gate: Bu yöntem yukarıda anlatılan yöntemin bir çeşit kontrolü için de gerçekleştirilebilir. Şekil 3.3 (sol) da bu yöntem için bir örnek gösterilmiştir. “a” geçişine gate konulduğunda “b” ve “c” geçişlerinin şiddetleri

$$\frac{I_b}{I_a} = \frac{Alan (b) (Gate a)}{Alan (c) (Gate a)} \times \frac{\varepsilon_a \varepsilon_c}{\varepsilon_a \varepsilon_b} \quad (3.7)$$

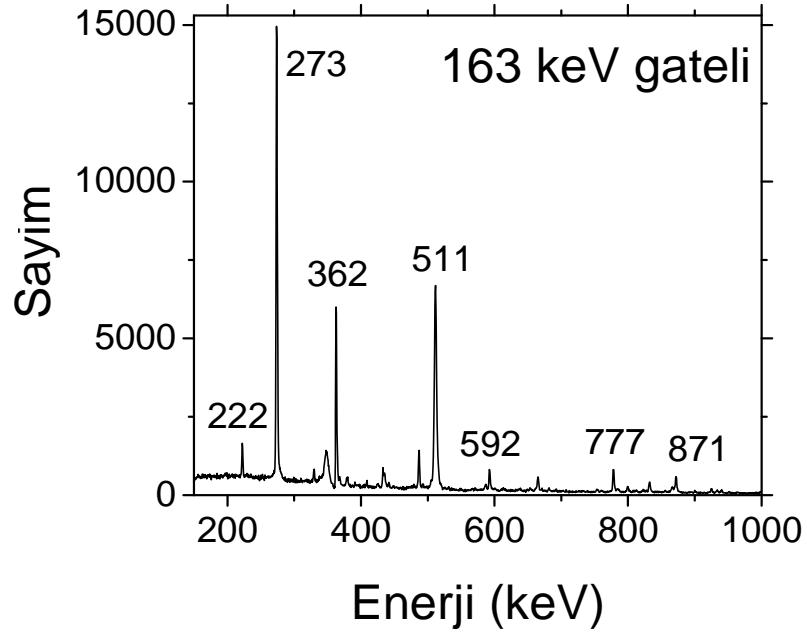
oranı ile tanımlanır. *Alan (b)*, “a” geçişine gate konulduğunda gözlenecek “b” geçişine ait pikin alanı iken *Alan (c)* “c” geçişine ait pikin alanıdır.

4. BULGULAR

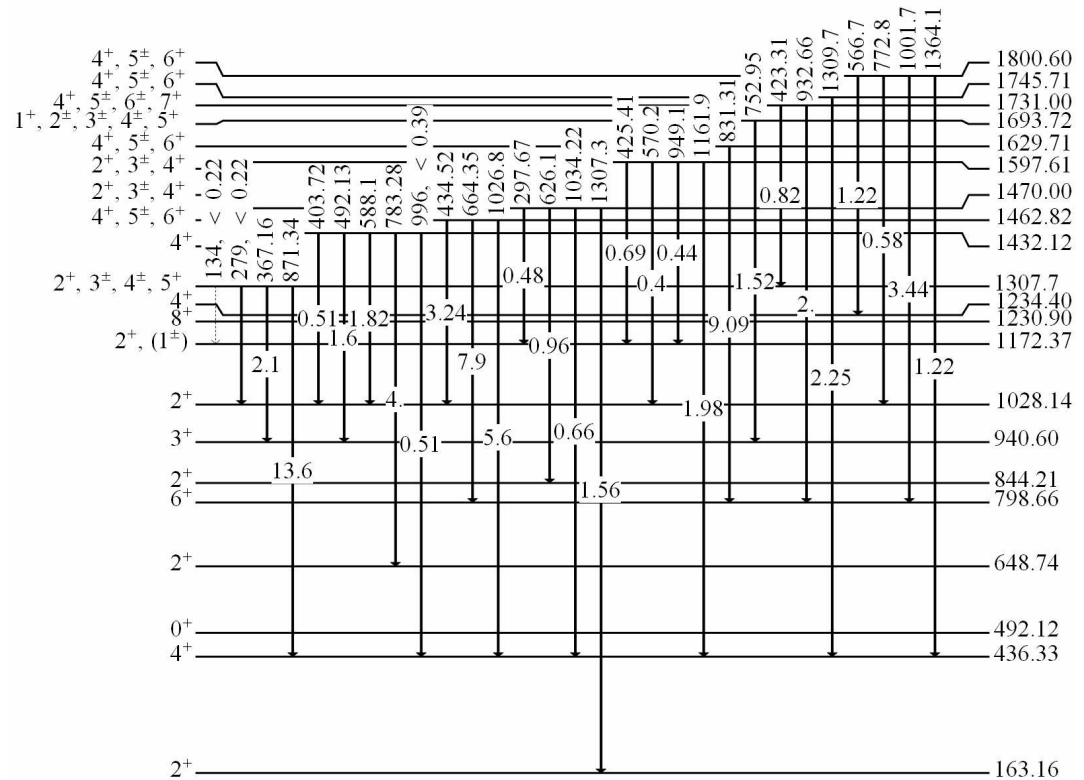
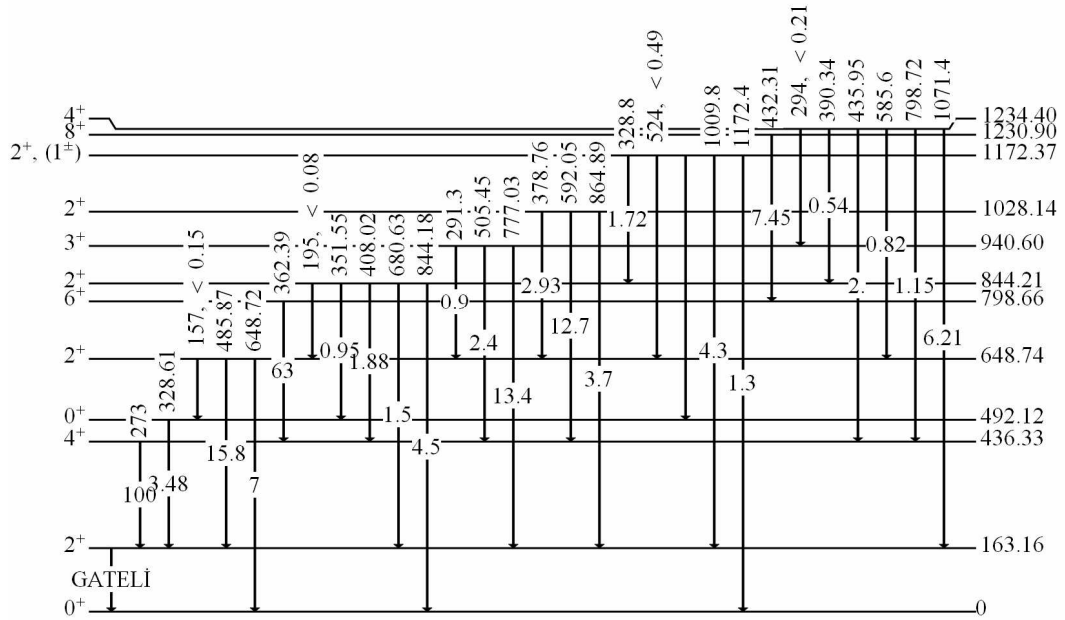
4.1. DENEYSEL SONUÇLAR

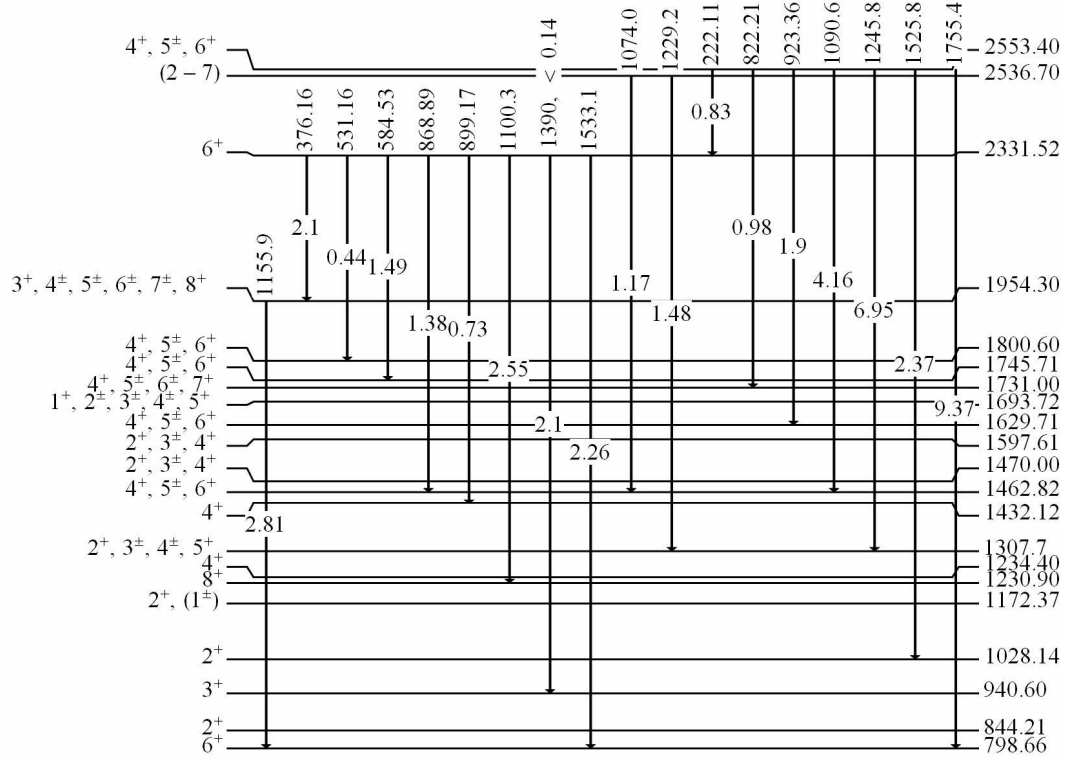
4.1.1. ^{184}Pt Çekirdeğinde Beta (β) Bozunumu Deneyi ve Gözlenen Veriler

Yaklaşık yüz saatlik deney sonrasında HpGe dedektörlerinden alınan $\gamma\gamma$ eş zamanlı veriler ile elde edilen spektrumdan $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişi olan 163 keV enerjisine gate'li spektrum (Şekil 4.1) , seviye şeması (Şekil 4.2) ve bu seviye şemasındaki γ -ışınlarının şiddetleri ve B(E2) dallanma oranları Tablo 4.1 de 4.2 de gösterilmiştir.



Şekil 4.1: ^{184}Pt çekirdeğinde 163 keV enerjili γ -geçişine ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) gate'li 150 ile 1000 keV aralığındaki spektrum.





Şekil 4.2: ^{184}Pt çekirdeğinin seviye şeması. Üst: ~1234 keV seviyesine kadar olan seviyelerdeki bozunmalar. Orta: 163 keV seviyesinden 1800 keV seviyesine kadar olan seviyeler arasındaki bozunmalar. Alt: 799 keV seviyesinden 2553 keV seviyesine kadar olan seviyeler arasındaki bozunmalar. Her bir geçişin şiddeti o geçişin üstünde verilmiştir. Gözlenmeyen seviyeler noktalar ile gösterilmiştir. Nükleer seviyelerin uzağında köşeli parantezler ile belirtilen spin ve pariteleri bir sonraki bölümde, Tablo 5.1 de gösterilen modelde bağımsız analiz sonuçlarından gelmektedir.

Tablo 4.1 : ^{184}Pt çekirdeğinde gözlenen γ -ışınları, bu ışınların şiddetleri (272.99 keV geçiş şiddeti 100 e normalize edilmiştir).

E_{γ}	Rölatif Şiddet	$E_{\text{başlangıç}}$
163.02 (16)	gated	163.02
222.11 (19)	0.83 (4)	2553.4
272.99 (29)	100	436.01
292.0 (5)	0.90 (4)	940.77
297.67 (27)	0.48 (16)	1470.3
328.61 (24)	3.48 (16)	491.63
328.8 (4)	1.72 (24)	1172.6
351.55 (22)	0.95 (8)	843.76
362.39 (21)	63.0 (25)	798.4
367.16 (21)	2.1 (1)	1307.64
376.86 (20)	1.32 (15)	2331.52
378.76 (20)	2.93 (12)	1027.84
390.34 (19)	0.54 (9)	1234.4
403.72 (18)	0.51 (9)	1432.5
408.02 (18)	~1.88 (11)	843.76
423.31 (17)	0.82 (8)	1731.00
425.41 (16)	0.69 (12)	1598.00
432.21 (16)	7.45 (2)	1230.6
434.52 (16)	3.24 (15)	1462.6
435.95 (16)	2.0 (1)	1234.4
485.87 (12)	~15.8 (3)	648.80
492.13 (11)	1.6 (2)	1432.5
505.45 (10)	2.4 (5)	940.77
531.16 (8)	0.44 (10)	2331.52
566.7 (5)	1.22 (55)	1800.6
570.2 (4)	0.40 (15)	1598.00
584.53 (4)	0.71 (5)	2331.52
585.6 (4)	0.82 (5)	1234.4
588.0 (3)	1.82 (23)	1432.5

592.05 (3)	~12.7 (2)	1027.84
626.1 (5)	0.96 (11)	1470.3
648.72 (1)	7 (1)	648.80
664.35 (3)	7.9 (6)	1462.6
680.63 (4)	1.5 (1)	843.76
752.95 (10)	1.52 (22)	1693.72
772.8 (4)	0.58 (22)	1800.6
777.03 (12)	~13.4 (4)	940.77
783.28 (12)	4.0 (4)	1432.5
798.72 (13)	1.15 (2)	1234.4
822.21 (15)	0.98 (19)	2553.4
831.31 (16)	9.09 (8)	1629.71
844.18 (17)	4.5 (4)	843.76
864.89 (19)	3.70 (8)	1027.84
868.89 (19)	1.38 (21)	2331.52
871.34 (19)	13.6 (6)	1307.64
899.17 (22)	0.73 (18)	2331.52
923.36 (23)	1.90 (32)	2553.4
932.66 (24)	2.00 (7)	1731.00
949.1 (5)	0.44 (11)	1598.00
1001.7 (3)	3.44 (18)	1800.6
1009.8 (3)	4.3 (2)	1172.6
1026.8 (3)	5.6 (5)	1462.6
1034.22 (32)	0.66 (7)	1470.3
1071.4 (4)	6.21 (21)	1234.4
1074.0(4)	1.17 (18)	2536.70
1090.6 (4)	2.55 (13)	2553.4
1100.3 (4)	2.81 (37)	2331.52
1155.9 (4)	2.8 (4)	1954.3
1161.9 (4)	1.98 (7)	1598.00
1172.4 (5)	~ 1.3 (4)	1172.6
1229.2 (5)	1.48 (16)	2536.70

1245.8 (5)	6.95 (21)	2553.4
1307.3 (5)	1.56 (18)	1470.3
1309.7 (5)	2.25 (11)	1745.71
1364.1 (5)	1.48 (12)	1800.6
1525.8 (5)	2.37 (25)	2553.4
1533.1 (5)	2.26 (9)	2331.52
1755.4 (5)	9.4 (5)	2553.4

4.1.2. ^{184}Pt Çekirdeğinde Ait Uyarılmış Seviyelerin Analizi

649 keV seviyesi: Bu seviyeden dökülen iki gözlenmiştir. Biri temel seviyeye olan 649 keV enerjili geçiş, ikincisi ilk uyarılmış 2^+ seviyesine 486 keV lik bir geçiştir. Bu nedenle 649 keV seviyesinin 2^+ olan spin-paritesi değişmemektedir.

844 keV seviyesi: Bu seviyeden dört adet geçiş gözlenmiştir. Sırası ile 844 keV enerjili γ -geçışı temel seviyeye, 681 keV 2_1^+ seviyesine, 408 keV 4_1^+ seviyesine, 352 keV 0_2^+ seviyesindedir. 2_2^+ seviyesine olabilecek 195 keV enerjili geçiş gözlenememiştir. Bu çalışma ile 844 keV seviyesinin spin-paritesi 2^+ olarak tutulmaktadır.

941 keV seviyesi: Bu seviyeden dökülen 291, 505 ve 777 keV lik üç γ -geçışı gözlenmiştir. Daha önceki çalışmalardan [45,46], 777 ve 291 keV enerjili geçişler gözlenirken, Ref. [3,4] 505 keV enerjili geçişini de gözlemiştir. 941 keV seviyesinin spin – paritesi Ref. [45] tarafından 3^+ , 4^+ ve Ref. [46] tarafından 3^+ olarak gösterilmiştir. Bu çalışmada gözlenen geçişler 2^+ ve 4^+ seviyelerine döküldükleri için spin-paritesi 2^+ , 3^+ , 4^+ olma olasılığı bulunmaktadır. Ref. [46] içerisindeki açısal korelasyon bilgileri kullanılarak 941 keV için spin-parite 3^+ olarak belirlenmiştir.

1028 keV seviyesi: Referans [45] te bu seviye bulunmamaktadır. Fakat Ref. [3,4,46] dan ve bu çalışmada 379 keV ve 865 keV geçişleri gözlenmiştir. 592 keV enerjili geçişin çeşidi E2+M1 olarak Ref. [46]' da gösterilirken Ref. [3,4] te E0 olarak gösterilmiştir. Bu çalışmada, 1028 keV seviyesine dökülen geçişler ve bu seviyeden dökülen geçişler hesaba katılarak 1028 keV seviyesi için spin-parite değerleri 2^+ , 3^+ , 4^+

şeklindedir. 592 keV geçişi 4_1^+ seviyesini E0 geçişi ile popüle ederek, 1028 keV seviyesinin 4^+ spin- pariteye sahip olduğunu göstermektedir.

Tablo 4.2 : ^{184}Pt çekirdeğinde gözlenen γ -ışınları ve bu ışınların her bir seviye için normalize edilmiş şiddetleri (100 e normalize edilmiş olarak).

$E_{\text{başlangıç}}$	J_i^π	E_{son}	E_γ	$I_\gamma (E2)$	Rölatif B(E2) değeri	IBA
163.02	2_1^+	0	163.02	100	100	100
436.01	4_1^+	163.02	272.99	100	100	100
491.63	0_2^+	163.02	328.61	100	100	100
648.80	2_2^+	491.63	157	< 2	< 138	88
		163.02	485.87	436 (4)	100 (1)	100
		0	648.72	100 (14)	5 (1)	7
798.66	6_1^+	436.01	362.39	100 (5)	100 (5)	100
844.21	2_3^+	648.80	195	< 2	< 182	110
		491.63	351.55	21 (2)	100 (9)	100
		436.01	408.02	42 (3)	94 (6)	48
		163.02	680.63	33 (2)	6.0 (4)	0.3
		0	844.18	100 (8)	6.0 (5)	4
940.77	3_1^+	648.80	292	37 (2)	100 (5)	100
		436.01	504.45	100 (23)	17 (4)	17
		163.02	777.03	~537 (14)	~10.9 (3)	8
1027.84	4_2^+	648.80	378.76	79 (3)	100 (4)	100
		436.01	592.05	~263 (15)	~31 (2)	30
		163.02	864.89	100 (2)	1.78 (4)	0.2
1172.6	2_4^+	844.21	328.8	40 (6)	100 (14)	100
		648.80	524	< 11	< 3	2.5
		491.63	681	< 4	< 0.2	1.5
		163.02	1009.75	100 (4)	0.9 (4)	0.9
		0	1172.41	30 (9)	0.13 (4)	0
1230.60	8_1^+	798.4	432.21	100 (10)	100 (10)	100
1234.40	4_3^+	940.6	294	< 4.0 (15)	< 83	30

		844.21	390.34	20 (5)	100 (25)	100
		798.4	435.95	19 (5)	55 (14)	18
		648.80	584.53	7 (2)	5 (1)	0.3
		436.01	798.72	47 (5)	7 (1)	0.5
		163.02	1071.4	100 (3)	3.2 (1)	0.7
1307.64	5 ₁ ⁺	1172.6	134	< 2	< 1649	--
		1027.84	279	< 2	< 43	36
		940.77	367.16	15 (1)	100 (6)	100
		436.01	871.34	100 (5)	8.8 (4)	3
1432.50	4 ₄ ⁺	1027.84	403.7	~13(2)	~87 (15)	110
		940.77	492.13	39 (5)	100 (13)	100
		844.21	587.61	45 (6)	68 (41)	8
		648.80	783.24	100 (11)	25 (3)	7
		436.01	996	< 10	< 1	1
1462.60	6 ₂ ⁺	1027.84	434.52	41 (2)	100 (5)	100
		798.4	664.22	100 (7)	29 (2)	15
		436.01	1026.79	71 (17)	2 (1)	0
1470.30	3 ₂ ⁺	1172.6	297.75	31 (10)	100 (33)	100
		844.21	626	62 (7)	5 (1)	2
		436.01	1034.22	42 (4)	0.27 (3)	0.1
		163.02	1306.57	100 (12)	0.20 (2)	0
1598.00	4 ₅ ⁺	1172.6	425.41	100 (8)	100 (18)	100
		1027.84	570	49 (16)	11 (4)	1
		648.80	950	64 (16)	1.2 (3)	1
		436.01	1161.94	289 (11)	1.9 (1)	0.2
1629.71	4 ⁺ 5 6 ⁺	798.4	831.31	100 (1)	100 (1)	
1693.72	(1-5)	940.77	752.95	100 (14)	100 (14)	
1731.00	7 ₁ ⁺	1307.64	423.31	41 (4)	100 (9)	100
		798.4	932.66	100 (3)	4.7 (2)	1
1745.71	4 ⁺ ,5 [±] ,6 ⁺	436.01	1309.64	100 (5)	100 (5)	
1800.60	6 ₃ ⁺	1234.40	566.71	16 (3)	100 (16)	100
		1027.84	772.8	17 (7)	22 (9)	0.2

		798.4	1001.72	100 (5)	36 (2)	0.3
		436.01	1364.08	43 (3)	3.3 (3)	0.2
1954.30	(4-8)	798.4	1155.94	100 (13)	100 (13)	
2331.52	6 ⁺	1954.30	377.05	52 (6)	100 (12)	
		1800.60	531.16	17 (4)	6 (1)	
		1745.71	585.6	58 (9)	13 (2)	
		1462.60	868.89	54 (8)	1.6 (2)	
		1432.50	899.17	29 (7)	0.7 (2)	
		1230.60	1100.27	100 (5)	0.92 (5)	
		940.77	1390	< 6	< 0.02	
		798.4	1533.06	89 (4)	0.15 (1)	
2536.70	(2-7)	1462.60	1073.99	79 (12)	79 (12)	
		1307.64	1229.21	100 (11)	100 (11)	
2553.40	4 ⁺ ,5 [±] ,6 ⁺	2331.52	222.11	8.9 (5)	100 (5)	
		1731.00	822.21	10 (2)	0.17 (3)	
		1629.71	923.36	20 (3)	0.19 (3)	
		1462.60	1090.55	44 (2)	0.18 (1)	
		1307.64	1245.80	74 (2)	0.152 (5)	
		1027.84	1525.82	25 (3)	0.019 (2)	
		798.4	1755.44	100 (5)	0.037 (2)	
2612.80	(4-8)	798.4	1814.42	100 (7)	100 (7)	
2632.20	(2-6)	1234.40	1397.83	100 (22)	100 (22)	

1172 keV seviyesi: Referans 47, 1172 keV seviyesinden 1172, 681, ve 524 keV olmak üzere 3 adet gama geçişi gözlemiştir. Referans [45] bu 3 seviyeye 1010 ve 329 keV geçişlerini de ekleyerek toplam 5 geçiş gözlemiştir. Bu tez çalışmasında 1172, 1010 ve 329 keV geçişleri gözlenmekte olup diğer iki adet düşük seviyedeki gamalar gözlenmemiştir. 524 keV enerjili geçiş için belirlenen şiddet limiti ise Ref. [46] ile uyuşmamaktadır. Bu çalışmadaki 1010 ve 1172 keV geçişlerinin şiddetleri Ref. [46] dan farklılık göstermektedir. 1172 keV seviyesi için spin-parite $J^\pi = 1^\pm, 2^+$ olarak belirlenmiştir. 1598 keV seviyesinin (olası 4⁺) 1172 keV seviyesini beslemesi ile bu seviye için $J^\pi=2^+$ olasılığı ortaya çıkmaktadır.

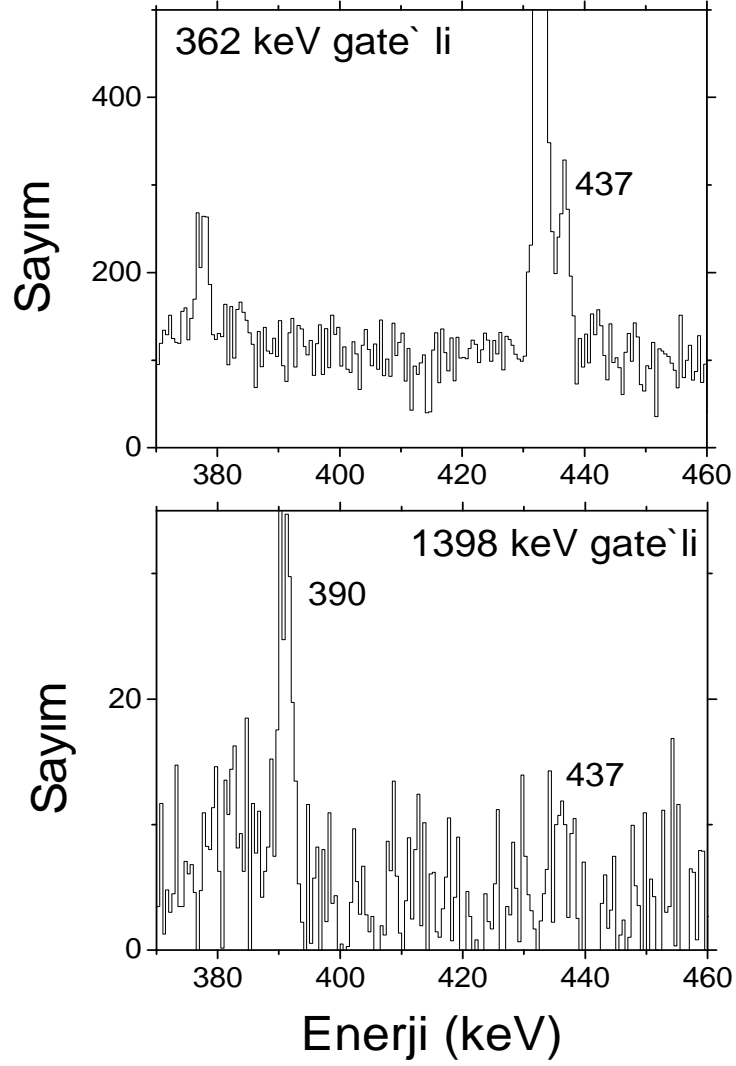
1234 keV seviyesi: Referans [3,4,45,46] ve bu tez çalışmasında 1234 keV seviyesi gözlenmektedir. Bu çalışmada 1234 keV seviyesinden dökülen beş adet gama geçişi gözlenirken, bunlardan bir tanesi olan ve 799 keV seviyesinden yrast 6_1^+ seviyesine dökülen yeni bir 436 keV enerjili gama geçişi bulunmuştur. Referans [3,4] te gözlenen 294 keV geçişi bu çalışmada gözlenmemiştir. Bu seviyeden dökülen gama geçişleri 1235 keV seviyesinin 4^+ spin-parite değerine sahip olacağını göstermektedir. Bu sonuç önceki çalışmalarla uyumaktadır. Referans [3,4,47], 4^+ seviyesine dökülen 798 keV enerjili E0 geçişi bulunmaktadır ve Şekil 4.3 den de görülebilir.

1308 keV seviyesi: 436 keV seviyesine dökülen 871 keV enerjili gama geçişi ve 941 keV seviyesine dökülen 367 keV enerjili gama geçişi gözlenmiştir. Referans [46], 1172 keV seviyesine dökülen 134 keV enerjili bir geçişin olduğunu söylemektedir. Fakat bu tez çalışmasında bu gama geçişini gösteren hiçbir deneysel kanıt bulunmamıştır ve bu geçişin şiddeti için belirlenen maksimum limit Ref. [6] da belirtilen şiddetin oldukça altındadır. 134 keV enerjili geçiş, 1308 keV seviyesinin spin – parite belirlenmesinde önemli bir rol oynamaktadır. Referans 6 bu seviyenin spin-paritesinin $2, (3,4)^+$ olduğunu söylerken Ref. [3], 5^+ olduğunu göstermektedir. Bu tez çalışmasında 134 keV gama geçişinin seviye şemasından çıkarılması ile 1308 keV seviyesinin spin – paritesinin $2^+, 3^+, 4^+,$ ve 5^+ olduğu gözlenmektedir. 134 keV gama geçişine benzer olarak, 279 keV gama geçişi için de deneysel bir kanıt bu çalışmada rastlanmamıştır ve Şekil 4.4 den görülebilir.

1432 keV seviyesi: Referans [3,4] de bu seviyeden dökülen beş adet gama geçişi gözlenmesine rağmen bu tez çalışmasında, 404, 492, 588 ve 783 keV olmak üzere dört adet gama geçişi gözlenmiştir. 996 keV gama geçişi için elde edilen maksimum şiddet limiti Ref. [46] de belirtilen değerden küçüktür. 1432 keV seviyesinden dökülen dört adet gama geçişi ile bu seviyenin spin-paritesi $2^+, 3^+$ ve 4^+ olabilir.

899 keV gama geçişi bu tez çalışmasında görülen yeni bir gama geçişi değildir ancak bu çalışmada seviye şemasında yeri 2331 keV ve 1432 keV seviyeleri arasında belirlenmiştir. 2331 keV seviyesi 1230 keV 8^+ yrast seviyesine dökülen bir gama

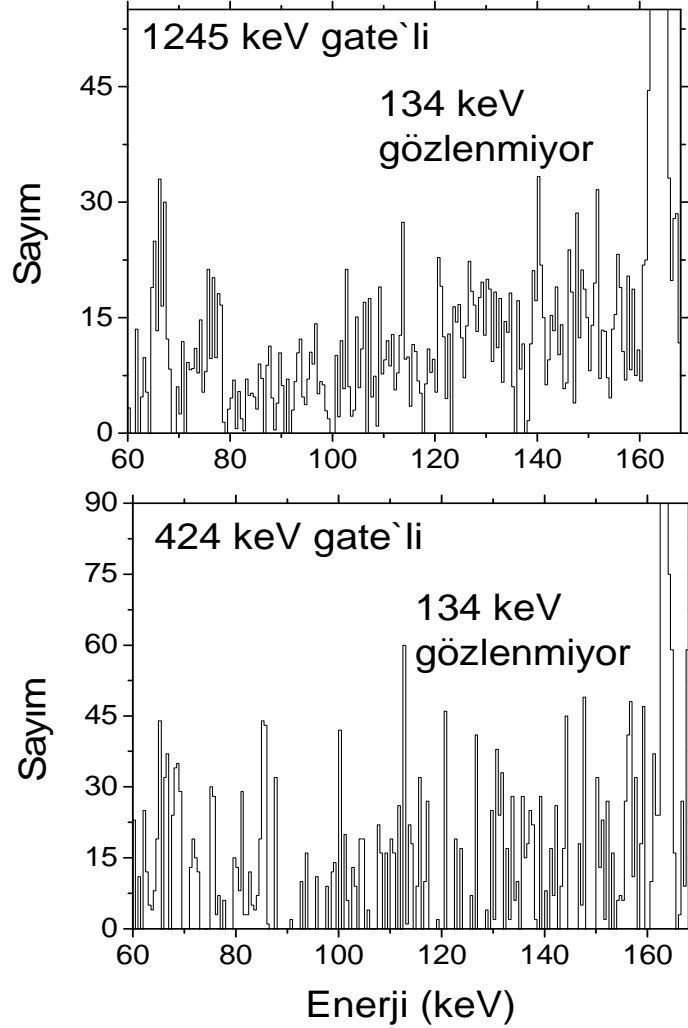
geçişine sahip olduğu için 1432 keV seviyesi için 4^+ ve 2331 keV seviyesinde 6^+ spin-paritesine sahip olması zorunludur.



Şekil 4.3: 437 keV geçişi göstermek için 1398 keV ve 362 keV geçişlerine gate konulmuş spektrumlar

1598 keV ve 1694 keV seviyeleri: 1598 keV enerjili seviye sadece Ref. [3,4] te 1162, 948, 753, 570 ve 425 keV gama geçişleri ile 4^+ spin-paritesine sahip olduğu şeklinde özenmiştir. Bu tez çalışmasında, 753 keV gama geçişinin Ref. [3] te yanlış yerleştirildiği saptanmıştır. 753 keV gama geçişi 777 keV gate`li spektrumda görülürken, 844 keV gate`li durumda ise hiçbir deneysel kanıt bulunmamaktadır. Bu nedenle, 753 keV enerjili gama geçişinin 777 keV enerjili gama geçişi ile eşzamanlı

olabilmesi için 1693 keV enerjili yeni bir seviye, seviye şemasına eklenmiştir. Ayrıca, 1598 keV seviyesinden dökülen 948 keV ve 570 keV gama geçişleri gözlenmemiştir. 1162 keV için Ref. [3,4] te zayıf E0 geçişi gözlenmiştir. Bu nedenle, 1598 keV seviyesinin spin-paritesi $2^+, 3^+, 4^+$ olarak belirlenmiştir.



Şekil 4.4: 134 keV enerjili geçişin var olmadığını göstermek için 1245 keV ve 424 keV geçişlerine gate konulmuş spektrumlar

1731 keV seviyesi: Hem bu tez çalışmasında hemde Ref. [3,4] te 1731 keV seviyesinden dökülen 933 keV ve 423 keV gama geçişleri gözlenmiştir. Referans [47], sadece 933 keV geçişini gözlemektedir. Referans [3,4], 423 keV gama geçişinin şiddet değerini belirtmediği için bu tez çalışmasında ilk kez bu gama geçişinin şiddeti hesaplanmıştır. Referans [47], 2054 keV seviyesini 423 keV gama geçişinden dolayı

kesin sonuç ile vermemektedir. Bu yüzden bu çalışmadaki sonuçlar 2054 keV seviyesinin elenmesi gerektiğini göstermektedir.

Referans [46] da 1731 keV seviyesi için hiçbir spin-parite belirtilmemişken Ref. [3,4], 7_1^+ olduğunu söylemektedir. Bu çalışmada, 1731 keV seviyesinden dökülen iki adet gama geçişi ve 1731 keV seviyesine dökülen bir adet gama geçişi ile bu seviyenin 4^+ , 5^\pm , 6^\pm , 7^+ spin-paritesine sahip olduğu gösterilmiştir.

1746 keV seviyesi: Bu seviye bu tez çalışmasında gözlenen yeni bir seviyedir. 1310 keV gama geçişinin 163, 222, 273 ve 568 keV gama geçişleri ile eşzamanlı olduğunu göstermektedir. 586 keV ve 1310 keV gama geçişlerinin seviye şemasındaki sırası kesin olarak belli değildir. Fakat yapılan analiz sonucunda 2331 keV seviyesinden dökülen 586 keV geçişi ile oluşan 1746 keV enerjili seviyeyi ^{184}Pt çekirdeğinin yapısına daha uygun bulunmuş ve şiddet sonuçları da bunu desteklemiştir. Aksi takdirde 2331 keV seviyesinden 1310 keV gama geçişi ve 1022 keV enerjili yeni bir seviye oluşur.

1309 keV gama geçişinin rölatif şiddeti Ref. [46] da 2.80 (30) olarak hesaplanmıştır fakat seviye şemasında yeri gösterilmemiştir. Bu tez çalışmasında şiddet 1.80 (25) (Ref.[46] da 273 keV geçiş 80 e normalize edildiğinden Tablo 3.1 deki değer 80 e normalize edilmiştir) bulunarak yakın bir sonuç elde edilmiştir.

1745 keV enerjili yeni seviyeden dökülen ve bu seviyeyi besleyen gama geçişleri düşünülerek, bu seviyenin 4^+ , 5^\pm , 6^+ spin-parite değerlerine sahip olduğu bulunmuştur.

1800 keV seviyesi: Referans 6 da bu seviye gözlenmemiştir. Referans [3,4], ve bu tez çalışmasında bu seviyeden dökülen 565, 772, 1001 ve 1363 keV gama geçişlerini gözlemiştir.

Referans [46], 1800 keV enerjili gama geçişini gözlememesine rağmen, 1001 keV ve 1364 keV gama geçişleri gözlenmiştir ve sırası ile şiddetleri 1.90(20) ve 0.95(15) olarak belirtilmiştir. Bizim çalışmamızda bu sonuçlar 2.7(6) ve 1.18 (9) olarak hesaplanmıştır (Ref.[46] da 273 keV geçiş 80 e normalize edildiğinden Tablo 3.1 deki değer 80 e normalize edilmiştir).

Bu seviyenin spin ve paritesi Referans [3,4] de 6_3^+ olarak verilmiştir. Fakat, bu çalışmada 4^+ , 5^\pm , 6^+ olasılıklı spin-parite değerlerinin olduğu öngörülmektedir.

2331 keV seviyesi: Referans [46] tarafından bu seviye gözlenmiştir ve bu seviyeden dökülen 1100 keV ve 869 keV gama geçişleri ile bunlara ek olarak 1533 keV ve 1390 keV kesin olmayan gama geçişleri gözlenmiştir. Bu tez çalışması 2331 keV seviyesinden dökülen yedi adet gama geçişi olduğunu göstermektedir. Bunlar 377, 531, 586, 869, 899, 1100 ve 1533 keV gama geçişleridir. 1390 keV enerjili gama geçişi için hiçbir deneysel kanıt bulunmamaktadır. 531 keV ve 899 keV gama geçişleri Ref. [46] da seviye şemasında yerleri belirtilmemiştir fakat şiddet sonuçları sırasıyla 0.4 ve 0.70 (9) dir. Bu çalışmada şiddetler sırası ile ~14 ve ~44 olarak bulunmuştur. Son olarak, 377 keV ve 586 keV gama geçişleri bu çalışmada ilk kez bulunmuştur.

2331 keV seviyesinden dökülen gama geçişleri ile bu seviyenin 6^+ olmak zorunda olduğu görülmektedir.

2554 keV seviyesi : Referans [6] dan tek fark bu seviyenin spin-paritesidir. Referans [46], 4,(5,6) olacağını gösterirken bu çalışmada spin-parite 4^+ , 5^\pm , 6^+ dir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

5.1. ¹⁸⁴Pt ÇEKİRDEĞİNİN BANT YAPISININ ANALİZİ

5.1.1. Spin-Parite Göz Önüne Alınarak Bant Yapısının Oluşturulması

¹⁸⁴Pt çekirdeği $E(2_1^+) = 163.16$ keV ve $E(4_1^+) = 436.01$ keV enerji değerlerine sahip olduğundan dolayı $R_{4/2} \equiv E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranı 2.67 dir. Bölüm 2.1.1 ve 2.1.3 de açıklandığı gibi harmonik vibrasyonel (titreşim) çekirdeğinin $R_{4/2}$ oranı 2 iken deforme olan rotasyonel çekirdek için bu oran 3.33 tür. Böylece ¹⁸⁴Pt çekirdeğinin yapısı vibrasyonel çekirdek ile rotasyonel çekirdek arasındadır.

Bu bölümdeki model analizinde, ¹⁸⁴Pt çekirdeğinin bant yapısını oluşturmak için, çoğunlukla seviye enerjilerine bakılarak sanki (kuasi) rotormuş gibi bir yaklaşım yapılacaktır. Bugüne kadar yapılan çalışmalarda ¹⁸⁴Pt çekirdeğinin, çoğunlukla, enerji seviyelerine bakılarak bir rotor yapıya sahip olduğu düşünülmüş ve bant yapısı buna göre oluşturulmuştur. Bizim çalışmamızda ise, mümkün olduğunca modelden bağımsız, kuasi-bant yapı düzenini kapsayan, çekirdeğin yapısını varsayımdan ayrı tutarak, spin-paritesi kesin olarak bilinen seviyelerle birlikte çok genel bir yaklaşımın haricinde bir metot izlenmiştir. Örneğin, 0^+ seviyesi, bu seviyeden daha yüksek 2^+ , 4^+ , .. seviyeleri ile ve $J \neq 0$ olan seviyelerinde J , $J+1$, $J+2$, seviyeleri ile ilişkili olacağı varsayılmıştır. Bu yüksek spin seviyeleri yaklaşık olarak belirli bir enerji aralığında hem yrast düzeni hem de vibratör ve γ -yumuşak yapı düşünülerek göz önüne alınmıştır. Bu, geçmişte yapılan deneylerin çeşitliliğinden dolayı faydalı bir yaklaşımdır. Bu tez çalışmasında, seviye şemasında ~ 1300 keV seviyesine kadar olan seviyelere bu yaklaşım ile bakılmıştır. Sonuç olarak, kuasi-bant içerisine uygun olan seviyeler enerjileri ve rölatif $B(E2)$ değerleri kullanılmıştır. Yaklaşık olarak 1.5 MeV seviyesine kadar, kuasi-bant yapısı, hemen hemen modelden bağımsız analiz ile oluşturulmuştur. Elde edilen bu bilgi ile ¹⁸⁴Pt çekirdeğinin yapısı bazı örnekler ile açıklanmış ve farklı modeller ile deneysel sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Bir kuasi bant yapısının analizi, basit bir *seviye sayım prosedürü* ile iki durum altında saptanabilir. Bunlardan birincisi, belli enerji değerine kadar seviyelerin tamamlanmış olup olmadığı, ikincisi ise bilinen seviyelerin belli enerji değerinde olup olmadığının bulunmasıdır. Bu iki durum birbirinden farklıdır [47]. ^{184}Pt çekirdeğinde bu durumlar, geçmişteki deneylerin çeşitliliğinden dolayı ~1300 keV seviyesinin altında olan seviyeler için sağlanmıştır ve seviye şeması yüksek enerjilere kadar olan bazı seviyeler için kesin olarak belirlenmiştir.

Tablo 5.1 : ^{184}Pt çekirdeğindeki, $E \leq 1300$ keV (4^+ seviyesine kadar) için, kuasi-bant yapısındaki seviyelerin modelden bağımsız analizi

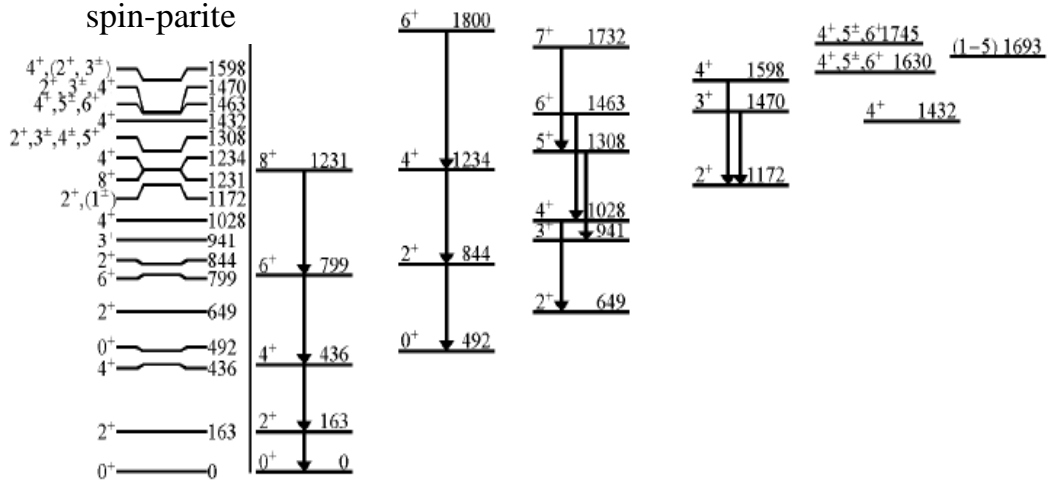
J^π	0^+	1^+	2^+	3^+	4^+
Seviye sayısı	2	0	4	1	3
Gerekli bantlar					
İki K=0	2	---	2	---	2
İki K=2	---	---	2	2	2

Tablo 5.1 deki *seviye sayısı* 1300 keV enerji seviyesine kadar deneysel olarak saptanmış olan toplam seviyelerin sayısını göstermektedir. *Gerekli bantlar* ise gerekli olan K bantları cinsinden hangi seviyelerin kaç tane olması gerektiğini göstermektedir. İki adet 0^+ seviyesi olması demek iki adet $K=0$ bandı olması demektir ve aynı zamanda, iki adet 2^+ , ve iki adet 4^+ seviyelerini kapsayan bant üyelerini de gerektirir. Bu nedenle, seviye şemasında 1300 keV enerji seviyesi altında, iki adet 2^+ seviyesi kalır (1^+ seviyesi bulunmamaktadır) bu da iki adet $K=2$ kuasi-bant gerektirmektedir. Bu durumda iki adet 3^+ ve 4^+ seviyelerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bunun için gerekli bant üyelerinin bu enerji aralığında olması gerekir. Bu yüzden, 1300 keV enerjisi altında iki tane $K=0$ ve iki tane $K=2$ bandı bulunmaktadır.

1436 keV den düşük olan 1308 keV seviyesi, $K=2$ bandı için en düşük enerjili 5^+ spin-paritesine sahip seviye için tek adaydır ve bu sebeple 1308 keV seviyesi 5^+ olmak zorundadır. Şekil 5.1 de, ^{184}Pt çekirdeği için tamamlanmakta olan bant yapılarını göstermektedir. 5^+ durumu modelden bağımsız olması dolayısı ile Şekil 4.2 de 1308 keV seviyesinin 5^+ spin-parite değeri köşeli parantez içerisinde yazılmıştır. Diğer seviyelerde de benzer örnekler görülmektedir.

Deneyel izinli

DENEYSEL SONUÇ



Şekil 5.1: Sol: Şekil 4.2 ye bağlı olarak, ^{184}Pt çekirdeğinde 1600 keV altındaki seviyeler. Sağ: Yukarıda tartışılan kuasi-bant yaklaşımı ile kurulabilecek bantlar. Bant içi geçişlerde en şiddetli $B(E2)$ değerleri gösterilmiştir

Şekil 5.1 (sol) 1598 keV enerjisine kadar mümkün olan tüm spin-pariteler ile modelden bağımsız bir şekilde, Şekil 4.2 deki aynı deneysel veriyi göstermektedir. Şekil 5.1 (sağ) 1800 keV seviye enerjisine kadar ^{184}Pt çekirdeği için mümkün olabilecek bant yapısı spin-pariteleri ile gösterilmiştir.

163 keV enerji değerine sahip 2_1^+ seviyesi, 436 keV seviyesine ait 4_1^+ , 799 keV seviyesine ait 6_1^+ ve 1231 keV seviyesine 8_1^+ seviyeleri en düşük kuasi-bant olan yrast seviyeleri olarak alınmıştır.

Yrast olmayan ilk seviye 492 keV enerji değerine sahip 0_2^+ seviyesidir. Bu seviye $K=0$ bandının bant başı olmak zorundadır.

Bir sonraki yrast olmayan seviye 492 keV seviyesinin üzerindeki 649 keV ve 844 keV enerji değerlerine sahip olan iki farklı 2^+ seviyeleridir. Bunlardan biri $K=0$ bandına ait iken diğeri $K=2$ bandı için bant başı olabilir. Eğer 844 keV seviyesi $K=2$ bandının bant başı olarak düşünülürse, bu bandı devam ettirmek için 941 keV enerjideki 3^+ ve 1028 keV enerjideki 4^+ seviyesinin eklenebileceği düşünülebilir ancak birbirleri arasındaki enerji aralığı çok az olduğundan 844 keV seviyesi $K=2$ bant başı olarak

düşünülmemiştir. Bu nedenle 649 keV tipik bir kuasi bant aralığı ile kıyaslanabilir olduğundan K=2 bant başı olarak alınmıştır ve 844 keV seviyesi K=0 bandının üyesi olarak yerleştirilmiştir. Bu belirleme yapılırken B(E2) değerlerine de bakılmış ve 844 keV seviyesinden 0^+ seviyesine olan en yüksek B(E2) nin 492 keV seviyesine olduğu görülmüştür. Eğer 844 keV seviyesi K=0 bandına yerleştirilmezse, bir sonraki mümkün 2^+ seviyesi 1172 keV seviyesi olacaktır. 1172 keV ile K=0 bant başı olan 492 keV seviyeleri arasındaki enerji farkı 680 keV dir. Bu yüksek enerji aralığı yrast banttaki $E(2_1^+)$ ile temel seviye arasındaki 163 keV lik enerjiden çok fazla olması da göz önüne alınarak 844 keV' lik 2_3^+ seviyesi K=0 bandına yerleştirilmiştir.

Şekil 5. 1 (sol) da 649 keV de görülen 2^+ seviyesinin hemen üzerinde 941 keV enerjide 3^+ seviyesi görülmektedir. Rotasyonel modele göre, K=0 bandı 3^+ seviyesine sahip olamayacağından 3^+ seviyesi ya K=2 bandına ya da yeni bir bant başı olarak yerleştirilmelidir. Eğer 941 keV seviyesi yeni bir bant başı ise seviye şemasında K=2 bandını devam ettirmek için en az bir tane daha 3^+ seviyesi gerekmektedir. Fakat Tablo 5.1 den görüldüğü gibi düşük enerjide başka 3^+ seviyesi görülmemektedir. Bu nedenle 941 keV enerjideki 3_1^+ seviyesi K=2 bandına aittir.

Artık K=0 ve K=2 bantlarının her ikisi için gerekli 4^+ seviyesinin belirlenmesi gerekmektedir. Deneysel olarak, 1028 keV enerjideki 4^+ seviyesi 941 keV enerjideki 3^+ seviyesine çok yakındır. Simetrik rotor modelde, 3_1^+ ve 4_1^+ seviyeleri arasındaki enerji farkı 3_1^+ ve 2_1^+ seviyeleri arasındaki enerji farkına yaklaşık olarak eşittir. Harmonik bir vibrasyonel çekirdekte, 3 fonon seviyeleri (6^+ , 4^+ , 3^+ , 2^+ ve 0^+) aynı enerji değerlerine sahiptir. ^{184}Pt çekirdeğinde net bir şekilde görülüyor ki, titreşimsel hareket kırılmakta ve rotasyonel karakter başlamaktadır. 1028 keV enerjideki 4^+ seviyesi en düşük yrast olmayan seviye olduğundan bu K=2 bandında 4_2^+ seviyesi olarak yerleştirilmiştir. 1028 keV seviyesinin 941 keV seviyesine yakınlığı ^{184}Pt çekirdeğinin yapısının γ -yumuşak yapıya yakın olduğunu göstermektedir. Bu yaklaşım aşağıda anlatılacak olan B(E2) değerleri ile uyum sağlamaktadır.

1028 keV seviyesinden sonra gelen 2^+ uyarılmış seviyesi 1172 keV enerjilidir. Şu ana kadar belirlenmiş olan bantların seviyelerinden sonra 2^+ seviyesine ihtiyaç olmadığı için bu seviye yeni bir bant başı olarak alınmıştır.

1172 keV seviyesinden sonra gelen 1231 keV yrast bandına ait 8^+ seviyesi iken 1234 keV seviyesi, 1028 keV nin $K=2$ bandına ait 4_2^+ seviyesi olduğundan, 4_3^+ olarak $K=0$ bandına ait üye olarak belirlenmiştir.

Bir sonraki uyarılmış seviye 1308 keV seviyesidir ve spin-paritesi 2^+ , 3^\pm , 4^\pm , 5^+ olarak gösterilmiştir. Referans [3,4] bu seviyenin 5^+ olduğunu ve γ bandına ait olduğunu göstermektedir. Şekil 5.1 (sağ) den görüldüğü gibi $K=0$ bandına 6^+ , gama bandına 5^+ ve 1172 keV in üzerinde 3^+ seviyesi gerekmektedir. Gama bandındaki 3_4^+ ve 2_4^+ arasındaki 292 keV lik enerji farkından dolayı 1308 keV seviyesinin 1172 keV seviyesinin üstüne yerleştirilmesi ile 134 keV lik düşük enerjili bir gama geçişi daha bulunabilir. Bu nedenle 1308 keV seviyesi 649 keV 2^+ seviyesi ile başlayan gama bandına 5^+ seviyesi olarak yerleştirilmiştir. Bu yaklaşım aşağıda anlatılacak olan $B(E2)$ değerleri ile uyum içerisindedir.

Bir sonraki uyarılmış seviye 1432 keV seviyesidir. Şu ana kadar bantlara yerleştirilmiş olan seviyelerden sonra gelebilecek hiçbir 4^+ seviyesi olmadığından, 1432 keV 4_4^+ spin-pariteli seviye olarak bant başı olmaktadır.

1463 keV seviyesi 4^+ , 5^\pm ve 6^+ spin-parite değerlerine sahiptir. Hem $K=0$ bandı hem de gama bandına 6^+ seviyesi gerektiğinden iki banttandır birine ait 6^+ seviyesi olma olasılığını taşımaktadır. Gama bandındaki $3\gamma^+$ ve $4\gamma^+$ seviye enerji farkı küçük bir değer olduğundan $5\gamma^+$ ve $6\gamma^+$ seviyeleri de birbirine yakın olmalıdır. Bu nedenle, 1463 keV seviyesi γ bandına ait 6^+ seviyesi olarak alınmıştır.

1470 keV seviyesi 2^+ , 3^\pm ve 4^+ spin-parite değerlerine sahiptir. Yukarıda anlatılan özelliklere benzer olarak, 1470 keV seviyesinin spin-pariteleri de göz önüne alınarak bu seviyenin spin-paritesi 3_2^+ olarak alınmış ve 1172 keV bant başının bir üyesi olarak yerleştirilmiştir. Bu seviyeye ait $B(E2)$ yaklaşımları aşağıda anlatılacaktır.

2^+ , 3^\pm , 4^+ spin-paritesine sahip 1598 keV seviyesi için mümkün olan tek olasılık 1172 keV bant başına sahip olan banda 4^+ spin-pariteli seviye olarak eklenmesidir.

1630, 1693 ve 1745 keV seviyelerinin her birinden gözlenen geçiş vardır ve bant yapısı açısından seviyelerin belirlenmesi için yeterli bilgi bulunmamaktadır.

1731 keV ve 1800 keV seviyeleri, rölatif B(E2) değerleri ile aşağıda anlatılacaktır. 1800 keV seviyesinden daha yüksek enerjili seviyelerin spin-pariteleri kesin belirlenemediği için bantlar içerisinde gösterilmemiştir.

5.1.2. Rölatif B(E2) Değerleri Göz Önüne Alınarak Bant Yapısının Oluşturulması

K=0⁺ bandındaki 2⁺ seviyesi (844 keV): 844 keV seviyesinden dökülen dört tane gama geçişi gözlenmiştir. 2₃⁺ spin-pariteye sahip 844 keV seviyesi ile 0₂⁺ spin-pariteli 492 keV seviyesi arasındaki 352 keV geçişi en şiddetli rölatif B(E2) değerine sahiptir. Bant içi geçişlerin matris elementleri en büyük olduğundan, 492 keV seviye enerjisine sahip K=0 bant başının üzerine kurulu 2⁺ seviyesi 844 keV enerjiye sahiptir. Aşağıda açıklanacağı gibi, 352 keV enerjili geçiş bant belirlenmesinde önemli bir rol oynamaktadır.

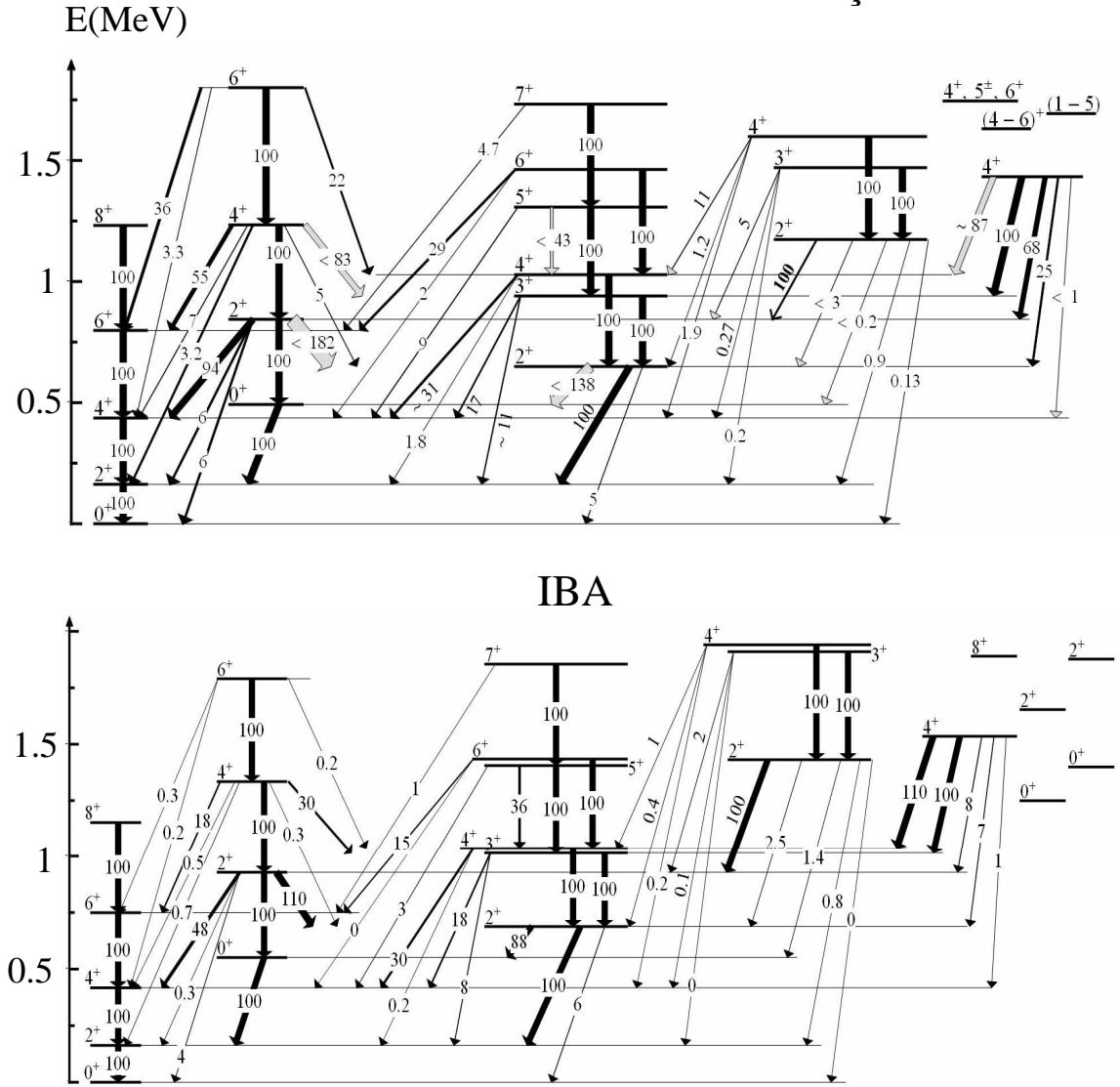
4⁺ seviyesi (1234 keV): Bu seviyeden, 2⁺ spin-pariteli 844 keV seviyesine, 2⁺ spin-pariteli 649 keV seviyesine ve spin açısından izinli fakat gözlenmeyen bir geçiş olmak üzere üç adet geçiş bulunmaktadır. Gözlenmeyen geçişler Şekil 5.2 de gri ile gösterilmiştir. En şiddetli B(E2) değeri 4⁺ spin-pariteli 1234 keV ile 2⁺ spin-pariteli 844 keV seviyeleri arasındaki 391 keV geçişidir. Bu nedenle 4⁺ spin-pariteli 1234 keV seviyesi K=0 bandında 844 keV seviyesinin üzerine yerleştirilmiştir.

6⁺ seviyesi (1800 keV): Bu 6⁺ seviyesi [3,4] 1234 keV enerjili 4⁺ seviyesine en şiddetli B(E2) değeri ile dökülür. Bu nedenle 1800 keV seviyesi K=0 bant üyesi olarak yerleştirilmiştir.

K=2⁺ kuasi-bandı: Yukarıda bahsedildiği gibi 649 keV seviyesi K=2 γ bant başı olarak alınmıştır. 1300 keV enerji değeri altındaki tek 3⁺ seviyesi 941 keV enerji değerindeki seviyedir ve bu nedenle bu banda ait olduğu gösterilmiştir.

1028 keV enerji değerindeki 4^+ , 1308 keV enerjideki 5^+ ve 1463 keV enerjideki 6^+ seviyelerinden dökülen en şiddetli rölatif B(E2) değerleri sırası ile 2_γ , 3_γ ve 4_γ seviyelerindedir. Bu nedenle K=2 γ bandının üyeleri B(E2) değerleri ile kesinlik kazanmıştır.

^{184}Pt DENEYSEL SONUÇ



1731 keV deki 7^+ seviyesi: Bu seviye $4^+, 5^\pm, 6^\pm, 7^+$ spin-parite değerlerine sahiptir. 5_γ^+ seviyesine olan şiddetli geçiş 1731 keV enerjili seviye olup γ bandının 7_γ^+ üyesidir. 7^+ ile 5^+ arasındaki enerji farkı ve 7^+ ile 6^+ arasındaki enerji farkı 1731 keV seviyesinin γ bandının üyesi olduğunu göstermektedir.

K=2 bandındaki 3^+ seviyesi (1470 keV): Bu seviye $2^+, 3^\pm, 4^+$ spin-parite değerlerine sahiptir. En şiddetli geçiş 1172 keV deki 2^+ seviyesindedir. Bu sonuç 1470 keV seviyesinin 1172 keV enerjili 2^+ seviyesinin üzerindeki 3^+ seviyesi olduğunu da doğrulamaktadır.

K=2 bandındaki 4^+ seviyesi (1598 keV): Bu seviye $2^+, 3^\pm, 4^+$ spin-parite değerlerine sahip olup iki tane gözlenen geçişe sahiptir. En şiddetli B(E2) değeri 1172 keV deki 2^+ seviyesindedir ve bu nedenle bu 4^+ seviyesinin de aynı bandın üyesi olacağını göstermektedir.

Şekil 5.2 (üst) de 1800 keV seviyesine kadar oluşturulmuş bant yapısı ile rölatif B(E2) değerleri verilmiştir.

5.2. MODEL ANALİZİ

5.2.1. ^{184}Pt Çekirdeğinin Intruder Seviyeleri Olmadığı Göz Önüne Alınarak Etkileşen Bozon Model Uygulaması

Kuasi bant sırasını takip etmiş olsak ta ^{184}Pt çekirdeğinin tam bir rotor yapıya sahip olmadığı açıktır. Rotor model ile ^{184}Pt çekirdeğinin seviye şemasının detaylı karşılaştırılması ile bu farklılıklar daha iyi görülmektedir. Bunun yanında ^{184}Pt vibratör yapıya da sahip değildir. Aşağıda ^{184}Pt çekirdeği için detaylı hesaplar gösterilecektir ama öncelikle rotor ile vibratör modelleri rölatif B(E2) değerleri ile karşılaştırmak faydalı olacaktır. Bu nedenle ^{184}Pt çekirdeği için, vibratör olması durumunda $\Delta N_{\text{ph}} = \pm 1$ seçim kuralı ile ya da rotor olması durumunda Alaga kuralları yaklaşımları ile bir karşılaştırma yapılmıştır ve sonuçlar IBM ile deneysel rölatif B(E2) değerleri karşılaştırılarak elde edilmiştir.

Şekil 5.3 te üç farklı seviye için bir karşılaştırma gösterilmiştir. Bu seviyeler 844 keV enerjili 2^+ seviyesi, 941 keV enerjili 3^+ seviyesi ve 1028 keV enerjili 4^+ seviyesidir. Eğer ^{184}Pt çekirdeği titreşen çekirdek yapısına sahip ise sırasıyla spin-parite ve enerji değerleri 4_1^+ 436 keV, 2_2^+ 649 keV ve 0_2^+ 492 keV olan seviyeler 2-fonon seviyeleri, 6_1^+ 799 keV, 4_2^+ 1028 keV, 3_1^+ 941 keV, 2_3^+ 844 keV olan seviyeler ise 3-fonon seviyeleridir.

844 keV seviyesi: Bu seviye titreşen çekirdek modeline göre 3-fonon seviyesine aittir. 3-fonondan 2-fonona olan bütün geçişler (436 keV, 492 keV ve 649 keV) izinli iken diğerleri izinli değil, yasaklıdır. Örneğin, 2^+ spin-pariteli 163 keV enerjili seviyeye (1-fonon) olan geçiş ile temel seviyeye olan geçiş. Bu üç izinli 408, 352 ve 195 keV enerjili geçişler için, titreşen çekirdek modeli rölatif B(E2) değerleri 3-fonon ve 2-fonon titreşen çekirdek modeli seviyeleri arasında Tablo 5.2 de verilen rölatif olarak tanımlanan katsayılar ile hesaplanmıştır [9,12].

Tablo5.2 : Üç fonon kuadrupol vibratör seviyeleri için rölatif katsayılar. Her bir katsayının karesi B(E2) değerini vermektedir. Örneğin; $B(E2: 4_{3\text{fonon}}^+ \rightarrow 2_{2\text{fonon}}^+)$ ve $B(E2: 4_{3\text{fonon}}^+ \rightarrow 4_{2\text{fonon}}^+)$ oranı 11/10 dur [12].

$J_{3\text{fonon}}$	$J_{2\text{fonon}}$		
	0^+	2^+	4^+
6^+			$\sqrt{3}$
4^+		$\sqrt{11/7}$	$\sqrt{10/7}$
3^+		$\sqrt{15/7}$	$-\sqrt{6/7}$
2^+	$\sqrt{7/5}$	$\sqrt{4/7}$	$\sqrt{36/35}$
0^+		$\sqrt{3}$	

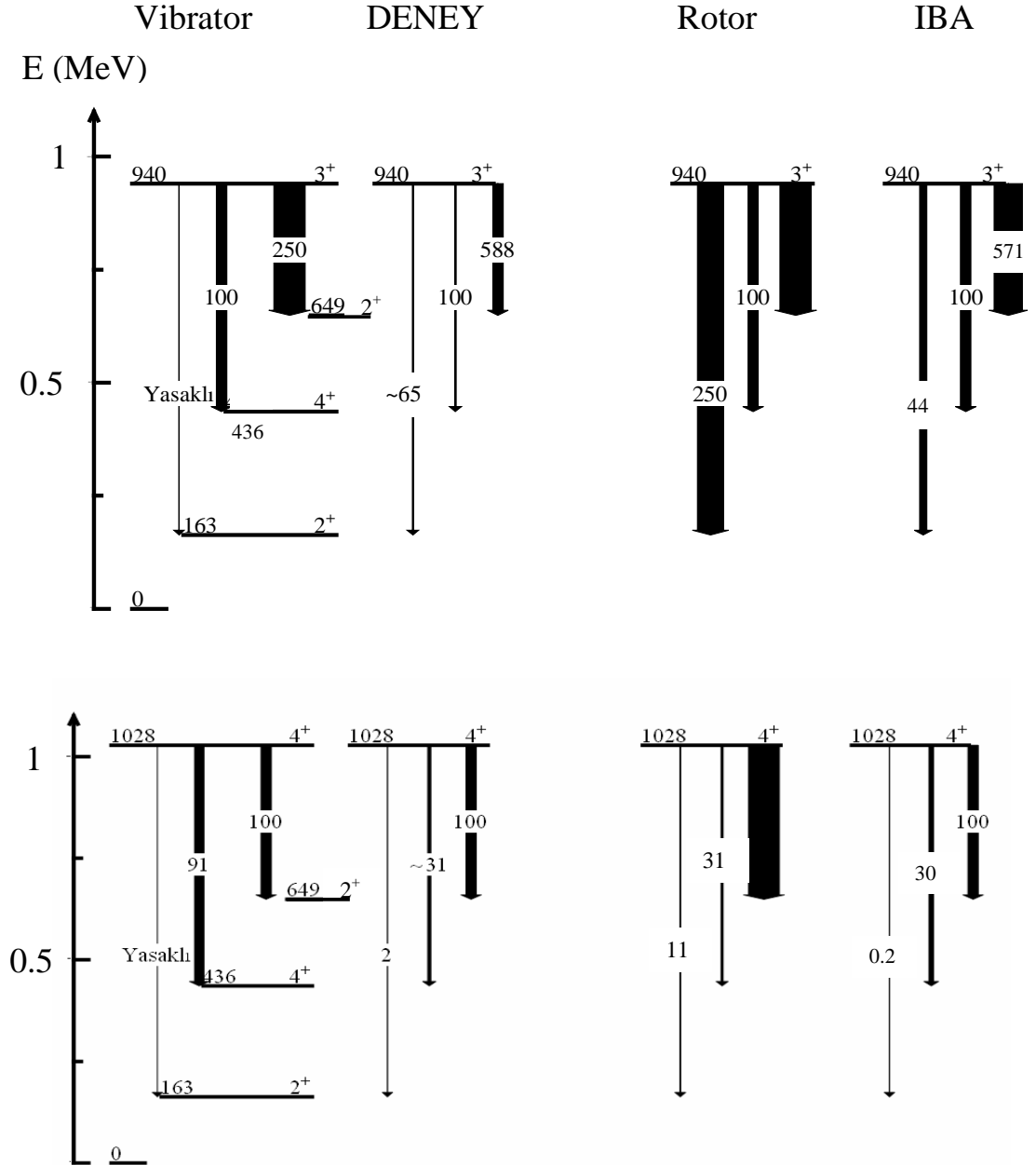
Tablo 5.2 \sqrt{N} boson sayısına göre yapılmıştır. Verilen katsayıların kareleri rölatif B(E2) değerlerini vermektedir. Örneğin, Şekil 5.3 (üst) te verilen 844 keV enerjili 2_3^+ seviyesinden 492 keV enerjili 0^+ seviyesine olan geçişin rölatif B(E2) değeri 100 dür. Tablo 5.2 de ise bu geçiş $(\sqrt{(7/5)})^2$ değerine eşittir. Bu değer 100 alınarak diğer geçişlerin rölatif B(E2) değerleri Tablo 5.2 deki katsayılar kullanılarak hesaplanmıştır.

941 keV seviyesi: Vibrasyonel modelde bu seviye 3-fonon seviyesine ait 3^+ seviyesidir. Şekil 5.3 ten görüldüğü gibi bir fonon seviyesindeki 163 keV enerjili 2^+ seviyesine geçiş yasaklı olup 2 fonon seviyesine ait 4^+ (436 keV) ve 2^+ (649 keV) seviyesine olan geçişler izinlidir. Bu izinli geçişler için vibrasyonel modelde rölatif $B(E2)$ değerleri sırası ile 100 ve 250 dir. Rotasyonel modelde ise 649 keV enerjili 2^+ seviyesine olan 292 keV enerjili geçiş, bir γ bandına ait bant içi geçişi olduğu için yüksek bir değerdir. Temel seviyeye olan geçiş, 250 değerine kıyasla daha zayıf olması gerekir. 3_1^+ seviyesinden 2_1^+ seviyesine olan geçiş vibrasyonel modelde yasaklı iken, rotasyonel modelde rölatif $B(E2)$ değeri 250 dir. Deneysel sonuç ise bu geçiş için yaklaşık 65 dir. Bu sebeple gene ^{184}Pt çekirdeğinin vibrasyonel yapı ile rotasyonel yapı arasında olduğu görülmektedir.

1028 keV seviyesi: Bu seviye 4^+ seviyesi olarak belirlenmiştir. Vibrasyonel modelde bu seviye 3-fonon seviyesine ait 4^+ seviyesidir. 2-fonon seviyesindeki 4^+ spin-pariteli 436 keV enerjili seviyeye ve 2^+ spin-pariteli 649 keV enerjili seviyeye olan geçişler izinli iken ilk uyarılmış seviye olan 1-fonon seviyesine ait (163 keV seviyesi) geçiş yasaklıdır. Rotasyonel model için 2_2^+ spin-pariteli 649 enerji seviyesine olan geçiş bir bant içi geçişidir ve bu nedenle yüksek rölatif $B(E2)$ değerine sahiptir. Bu geçiş, normalizasyonun yapıldığı geçiş olduğu için sadece bu seviye üzerinden karşılaştırma yapmak oldukça zordur. Diğer seviyelere olan geçişler ile de kıyas yapıldığında, dikkat edilmesi gereken konu, 649 keV enerjili 2^+ seviyesine olan geçişin rotasyonel modelde, deneysel sonuçta görülen 100 değil daha yüksek olduğu görülmektedir. 4^+ 436 keV seviyesine olan geçiş için kıyaslama yapılır ise, deneysel sonuç ile rotasyonel model arasında hemen hemen aynı değer görülürken vibrasyonel model yüksek bir sonuç göstermektedir.

Rotasyonel modele göre ^{184}Pt çekirdeği için bantlar arası karışım (band-mixing) hesapları yapılmıştır. γ bandı ile $K=0_2^+$ bantlarının temel seviye bantları ile olan karışımları hesaplanırken, standart kurallar kullanılarak [49], sırasıyla, Z_γ ve Z_0 olarak parametrelendirilmiştir. Gerekli olan Z_γ ve Z_0 parametreleri her bir seviyeden dökülen gama geçişleri için hesaplanmıştır. Bu Z_γ ve Z_0 değerleri Tablo 5.3 te verilmiştir. Görüldüğü gibi, her bir bant için bütün verileri üretilen Z_γ veya Z_0 in tek bir değerini hesaplamak mümkün değildir. Bu nedenle, iki bant karışımı dahil olmak üzere,

rotasyonel model ile ^{184}Pt sonuçlarını üretebilmek mümkün olmadığından daha genel bir modele ihtiyaç duyulmaktadır.



Şekil 5.3: ^{184}Pt çekirdeğindeki rölatif $B(E2)$ değerlerinin harmonik vibratör, eksenel rotor ve IBA model ile karşılaştırılması. Geçişleri tanımlayan okların kalınlıkları rölatif $B(E2)$ değerleri ile orantılıdır

Tablo5.3 : En düşük uyarılmış K=0 ve γ kuasi bantlarının bozunmaları için $Z\gamma$ ve Z_0 bant karışım değerleri. Vibrasyonel sütundaki İ ve Y sırası ile İzinli ve Yasaklı olduklarını anlatır.

Dallanma Oranı	Deney	Alaga Oranı	Titreşen Çekirdek	$Z\gamma$	Z_0	IBA
$2\gamma^+ \rightarrow 2g^+ / 2\gamma^+ \rightarrow 0g^+$	20	1.43	İ/Y	0.81		14.3
$3\gamma^+ \rightarrow 4g^+ / 3\gamma^+ \rightarrow 2g^+$	1.54	0.4	İ/Y	0.12		2.2
$4\gamma^+ \rightarrow 4g^+ / 4\gamma^+ \rightarrow 2g^+$	17.2	2.93	İ/Y	0.10		150
$6\gamma^+ \rightarrow 6g^+ / 6\gamma^+ \rightarrow 4g^+$	14.5	3.71	İ/Y	0.04		678
$2_{K=0}^+ \rightarrow 4g^+ / 2_{K=0}^+ \rightarrow 2g^+$	15.7	1.8	İ/Y		0.06	160
$2_{K=0}^+ \rightarrow 2g^+ / 2_{K=0}^+ \rightarrow 0g^+$	1	1.43	Y/Y		-0.03	0.08
$2_{K=0}^+ \rightarrow 4g^+ / 2_{K=0}^+ \rightarrow 0g^+$	15.7	2.57	İ/Y		0.05	12
$4_{K=0}^+ \rightarrow 6g^+ / 4_{K=0}^+ \rightarrow 4g^+$	7.9	1.75	İ/Y		0.05	36
$4_{K=0}^+ \rightarrow 4g^+ / 4_{K=0}^+ \rightarrow 2g^+$	2.2	0.91	Y/Y		0.02	0.7
$4_{K=0}^+ \rightarrow 6g^+ / 4_{K=0}^+ \rightarrow 2g^+$	18	1.59	İ/Y		0.03	25.7
$6_{K=0}^+ \rightarrow 6g^+ / 6_{K=0}^+ \rightarrow 4g^+$	26	0.81	Y/Y		0.03	1.5

Bu doktora tez çalışmasında ^{184}Pt çekirdeğinin deneysel seviye enerjileri ile rölatif B(E2) değerleri Etkileşen Bozon Modeli-1 yaklaşımı ile karşılaştırılmıştır. Bu model yukarıda açıklandığı gibi IBA-1 Hamiltonyeninde sadece iki parametre kullanılarak, ilgilenilen çekirdeğin yapısı hakkında kapsamlı bilgi vermektedir. Denklem 2.20 de IBA-1 için kullanılan Hamiltonyen verilmiştir.

IBA-1 de nükleer yapı ζ ve χ olmak üzere iki parametre ile kontrol edilebilir. ζ parametresi 0 dan 1 e doğru değişirken nükleer yapı U(5) ten SU(3) e doğru değişim göstermektedir. χ parametresi -1.32 den 0 a doğru değiştikçe, yapı SU(3) (eksenel simetrik) ten O(6) (γ -zayıf) ya doğru değişir.

Pt izotoplarının Hg ve Pb çekirdeklerine benzer olarak [1] intruder seviyelerine sahip olduğu önerilmiştir. Intruder seviyelerinin olması durumunda, ^{184}Pt çekirdeğinin, kapalı kabuklar arasında parçacık-boşluk uyarılmaları dahil olmak üzere, 8 tane valans protonu vardır. Bu nedenle toplam valans parçacık sayısı 28 ve bozon sayısı ise 14 tür. Eğer 2 parçacık-2 boşluk uyarılması göz önüne alınmaz ise valans proton sayısı 4 eksiktir. Bölüm 2.3.5 te bahsedildiği gibi Ref. [4] te Denklem 2.20 deki Hamiltonyen kullanılarak yapılan IBA-1 hesaplarında (2 parçacık-2 boşluk uyarılmaları düşünülmeden) Pt izotoplarının uyarılmış enerji seviyeleri ve rölatif B(E2) değerleri ile uyumluluk görülmüştür. Bu doktora tez çalışmasında ise Ref. [4] ten daha detaylı yapılan çalışma ile bu önerilen model test edilmiştir. Bunu yapmak için Ref. [4] te kullanılan $\zeta = 0.57$, $\chi = -0.84$ parametreleri hesaba katılmıştır.

Şekil 5.2 de deneysel sonuçlar ile rölatif B(E2) değerleri her bir seviye için 100 e normalize edilerek gösterilmiştir. Seviyeler arasındaki geçişlerin kalınlıkları rölatif B(E2) değerleri ile orantılıdır. Şekil 5.2 de aynı seviyeler için IBA-1 sonuçları verilmiştir. Hesaplanan B(E2) değerleri Tablo 4.2 de ve bazı rölatif B(E2) değerleri de Tablo 5.3 te gösterilmiştir.

Tablo 5.3 te IBA-1 sonuçları, Alaga oranlarına [6] kıyasla γ bandından ve $K=0_2^+$ bandından olan dallanma oranları için, deneysel veri ile daha uyumlu sonuçlar vermektedir. İki bant karışımı hesaplarının uyumlu sonuç vermediği yerlerde IBA-1 in uyumlu sonuçlar verdiği açıkça görülmektedir. Şekil 5.2 de yapılan detaylı karşılaştırmada IBA-1 in deneysel verilerle çok uyumlu olduğu görülmekte olup, IBA-1 in ^{184}Pt çekirdeği için çok iyi çalıştığı görülmektedir. IBA-1 de birkaç tane yaratılmış seviyeler vardır (özellikle 1300 keV seviyesi üzerindeki 0^+ ve 2^+) ve bu seviyeler deneysel veride görülmemektedir. Bu seviyeler pairing aralığına yakındır ve kolektif olmayan özellikte olabilirler.

Şekil 5.3 ün son sütununda görülen IBA-1 sonuçları, vibrasyonel veya rotasyonel modellere kıyasla deneysel veri ile uyum içerisindedirler.

Sonuç olarak, hafif Pt izotoplarının yapısını açıklamak için proton intruder seviyelerine ($Z=82$ den yukarıdaki orbitlerden) ihtiyaç duyulmadığı önerilmiştir [4]. Bu fikri test etmek amacı ile ^{184}Pt çekirdeği için bir β -bozunum deneyi gerçekleştirilmiştir. Kapsamlı bir seviye şeması ile karışık bir yapı gösterilmiştir. $K=0$ ve γ bandının her ikisinde de Alaga oranlarının rotor çekirdeğe göre saptığı gözlenmiştir. İki seviyenin karışımından ne Z_γ ne de Z_0 değerleri deneysel veriler ile uyum sağlamamıştır. Titreşim çekirdeği yaklaşımı da uyumluluk göstermemiştir. Bu nedenle ^{184}Pt çekirdeğinin titreşim çekirdeği ile rotor deforme çekirdeği arasında olduğu sonucuna varılmıştır. Hem uyarılma enerjileri hem de rölatif $B(E2)$ değerleri, IBA-1 modelinde intruder seviyeler hesaba katılmadan ve sadece iki parametre kullanılarak deneysel veri ile iyi bir uyum sağlamaktadır. Böylelikle, Pt izotopları için Ref. [4] te yapılan bu basit yaklaşım bu doktora çalışmasında deneysel sonuçlar ile desteklenmiştir.

KAYNAKLAR

1. JULIN R., HELARIUTTA K., ve MUIKKI M., 2001, Intruder states in very neutron deficiency Hg, Pb and Po nuclei, *Journal of Physics G:Nuclear Particle Physics.*, 27, R109 – R139.
2. XU Y., KRANE K.S., GUMMIN M.A., WOOD J.L., JARRIO M.M., BREITENBACH J.B., ZGANJAR E.F., RUPNIK D., CARTER H.K., MANTICA P.F., ZIMMERMAN B.E., 1992, Online Nuclear Orientation Study of ^{184}Au , *Hyperfine Interactions*, 75, 481-487,
3. XU Y, KRANE K.S., GUMMIN M.A., JARRIO M., WOOD J.L., ZGANJAR E.F., ve CARTER H.K., 1992, Shape Coexistence and Electric Monopole Transitions in ^{184}Pt , *Physical Review Letters*, 68, 3853-3586.
4. McCUTCHAN E.A., CASTEN R.F., ZAMFIR N.V., 2005, Simple Interpretation of Shape Evolution in Pt Isotopes Without Intruder States, *Physical Review C Rapid Communication*, 71, 061301, 1-5.
5. HYDER, H.R.McK., 1993, Development of The Beam Transport and Control Systems of The Yale ESTU Tandem, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 328, 126 – 137.
6. ALAGA G., ALDER K., BOHR A., MOTTELSON B.R., 1955, Intensity Rules for Beta and Gamma Transitions to Nuclear Rotational States, *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, Matematisk-fysiske Meddelelser*, 29, No.9, 1-22.
7. ZHANG J.-Y., CASTEN R. F. Ve BRENNER, D. S., 1989, Empirical Proton-Neutron Interaction Energies, Linearity and Saturation Phenomena, *Physics Letters B*, 227, 1 – 5.
8. CAKIRLI R. B.,BRENNER D.S., CASTEN R. F. ve MILLMAN E. A., 2005, Proton-Neutron Interactions and the New Atomic Masses, *Physical Review Letters*, 94, 092501, 1-4.
9. BOHR A. and MOTTELSON B. R, 1998, *Nuclear Deformations (Volume 2)* , World Scientific, Singapore, 0-8053-1016-9.
10. EISENBERG J.M, GREINER W., 1987, *Nuclear Models: Collective and Single-Particle Phenomena (Volume 1)*, North Holland, Amsterdam.
11. GNEUSS G., ve GREINER W., 1971, Collective potential energy surfaces and nuclear structure, *Nuclear Physics A*, 171, 449 – 479.
12. CASTEN R. F., 2000, *Nuclear Structure From a Simple Perspective*, Oxford University Press, New York, 0 19 850724 0.
13. WILETS L. ve JEAN M., 1956, Surface Oscillations in Even-Even Nuclei, *Physical Review* , 102, 788 – 796.
14. HEYDE K., ISACKER P. Van, WAROQUIER M., WOOD J. L. ve MEYER R.A., 1983, Coexistence in Odd-mass Nuclei, *Physics Report*, 102, 291 – 393.
15. BRON, J., HESSELINK H. A., Van POELGEEST A., ZAMSTRA J. A. A., UITZINGER M. J., VERHEUL H., HEYDE K., WAROQUIER M., Van ISACKER

- P., ve VINCX H., 1979, Collective Bands in Even Mass Sn Isotopes, *Nuclear Physics A*, 318, 335 – 351.
16. DUPPEN P. Van, COENEN E., DENEFFE K., ve HUYSE M., 1984, Observation of Low- Lying $J^\pi=0^+$ States in the Single-Closed-Shell Nuclei $^{192-198}\text{Pb}$, *Physical Review Letters*, 52, 1974 – 1977.
 17. HEYDE K., Van ISACKER P., CASTEN R. F. Ve WOOD J. L., 1985, A Shell-model Interpretation of Intruder States and The Onset of Deformation in Even-even Nuclei, *Physics Letters B*, 155, 303 – 308.
 18. HEYDE K., JOLIE J., MOREAU J., RYCKEBUSCH J., WAROQUIER M., Van DUPPEN P., HUYSE M., ve WOOD J. L., 1987, A Shell-Model Description of 0^+ Intruder States In Even-Even Nuclei, *Nuclear Physics A*, 466, 189 – 226.
 19. CAKIRLI R.B., CASTEN R.F., 2008, Empirical Signature for Shape Transitions Mediated by Sub-shell Changes, *Physical Review C Rapid Communication*, 78, 041301, 1-5.
 20. FEDERMAN P., PITTEL S., 1977, Towards a Unified Microscopic Description of Nuclear Deformation, *Physical Letters*, 69B, 385 – 388 ve 1978, Hartree-Fock-Bogolyubov study of deformation in the Zr---Mo region, *Physical Letters*, 77B, 29 – 32.
 21. CASTEN R.F., WARNER D.D. VE GILL R.L., 1981, Relation Between The Z=64 Shell Closure And The Onset Of Deformation At N=88-90, *Physical Review Letters* 47, 1433 – 1436.
 22. JOLIE J VE LINNEMANN A., 2003, Prolate-Oblate Phase Transition In The Hf-Hg Mass Region, *Physical Review C Rapid Communication*, 68, 031301, 1-4.
 23. GREEN V.R., STONE N.J., SHAW T.L., RIKOVSKA J., KRANE K.S., 1986, Iodine magnetic moments: Shape coexistence and N = 64 subshell closure, *Physics Letters B* 173, 115 – 119.
 24. CASTEN R.F., 1985, $N_p N_n$ systematics in heavy nuclei, *Nuclear Physics A*, 443, 1 - 28.
 25. MARISCOTTO M.A.J., SCHARF-GOLDHABER G., BUCK B., 1969, Phenomenological Analysis of Ground-State Bands in Even-Even Nuclei, *Physical Review* 178, 1864 – 1886.
 26. BERTSCH G., F, GIROD M., HILARIE S., DELAROCHE J.-P, GOUTTE H., ve PLERU S, 2007, Systematics of the First 2^+ Excitation With the Gogny Interaction, *Physical Review Letters*, 99, 032502, 1-4.
 27. BLAUM K., 2006, High-Accuracy Mass Spectrometry with Stored Ions, *Physics Report*, 425, 1 – 28.
 28. BRENNER D., CAKIRLI R.B., CASTEN R.F., 2006, Valence proton-neutron interactions throughout the mass surface, *Physical Review C*, 73, 034315, 1-9.
 29. CAKIRLI R.B., CASTEN R.F., AUDI G., BECK D., BORGMANN Ch., BLAUM K., BREITENFELDT M., GEORGE S., HERFURTH F., HERLERT A., KELLERBAUERS A., KOWALSKA M., LUNNEY D., MINAYA-RAMIREZ E., NAIMI S., NEIDHERR D., ROSENBUSCH M., SCHWARZ S., SCHWEIKHARD L., WARRING U., 2009, *High-Precision Mass Measurements Below ^{48}Ca and in the Rare-Earth Region to Investigate The Proton-Neutron Interaction* [online], Cern-INTC-2009-020,INTC-P-267, <http://cdsweb.cern.ch/collection/INTC%20Public%20Documents?ln=hr> [Ziyaret Tarihi: 6 Haziran 2009].
 30. IACHELLO F., ARIMA A., 1974, *Phys. Rev. Lett.*, 53, 309.

31. ARIMA, A., IACHELLO, F., 1975, Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group, *Physical Review Letters*, 35, 1069 – 1072.
32. COVELLO A., IACHELLO F. ve RICCI R. A., 2008, Nuclear Structure Far From Stability: New Physics and New Technology, *Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'*, Amsterdam, Oxford, Tokio, Washington, 1013 BG.
33. CASTEN R.F., LIPAS P.O., WARNER D.D., OTSUKA T., HEYDE K., DRAAYER J. P., 1993, Algebraic Approaches to Nuclear Structure, Interacting Boson and Fermion Models, *Contemporary Concepts in Physics*, 6, Harwood Academic Pub. GmbH, 22, 7000.
34. WERNER V., PIETRELLA N., BRENTANO von P., CASTEN R.F., ve JOLOS R.V., 2000, Quadrupole Shape Invariants in the Interacting Boson Model, *Physical Review C*, 61, 021301, 1-5.
35. ZAMFIR N.V., BRENTANO von P., CASTEN R.F., ve JOLIE J., 2002, Test of Two-Level Crossing at the N=90 Spherical-Deformed Critical Point, *Physical Review C Rapid Communication*, 66, 021304, 1-4.
36. WERNER V., BRENTANO von P., CASTEN R.F., ve JOLIE J., 2002, Singular character of critical points in nuclei, *Physics Letters B* 527, 55-61.
37. CASTEN R.F., 2004, New Descriptions of Phase/Shape Transition Regions in Nuclei, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 20, No. 1., 167-171.
38. ZAMFIR N.V, CASTEN R.F, 2000, Phonons and Phase Transitions in Finite Nuclei, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 105, 147-152.
39. BEAUSANG C.W., 2000, The YRAST Ball Array, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 452, 431-439.
40. DUCHÊNE G., BECK F. A., TWIN P., de FRANCE G., CURIEN D., HAN L., BEAUSANG C. W., BENTLEY M. A., NOLAN P. J., ve SIMPSON J., 1999, The Clover : A New Generation of Composite Ge Detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 432, 90-110.
41. CAPRIO M. A., 2003, *Structure of Collective Modes in Transitional and Deformed Nuclei*, Thesis (PhD), Yale University.
42. CAPRIO M. A., ve RESSLER J.J., *Cscan Sorting Package and Site-specific Routines*, Bilgisayar Kodu.
43. CAPRIO M. A. ve BARIS J. M., *VMEacquire Acquisition Code and Event Builder*, Bilgisayar Kodu.
44. RADFORD, D.C., 1995, ESCL8R and LEVIT8R: Software of Interactive Graphical Analysis of HPGe Coincidence Data Sets, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 361, 297-305.
45. FINGER M., FOUCHER R., HUSSON J.P, JASTRZEBSKI ve JOHSON A., 1972, Properties of Low-Lying levels in the Even Plan-tinum Nuclei, *Nuclear Physics A* 188, 369-408.
46. CAILLIAU M., FOUCHER R., HUSSON J.P., 1974, Etude De La Designation $^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$ ($T_{1/2} = 53.0 \pm 1.4$ sn), *Le Journ. de Physique* 35, 469-482.
47. CASTEN R.F., Warner D.D., STELTS M.L. ve DAVIDSON W.F., 1980, Consequences of Completeness in Nuclear Spectroscopy, *Physical Review Letters*, 45, 1077-1080.

48. LIPAS P.O., 1962, Perturbation Corrections to Energies of Collective States in Deformed Even Nuclei, *Nuclear Physics*, 39, 468-478.
49. ECKEL S., MANCHEV P., 2006, *Code PHINTM_bc*, Bilgisayar Kodu.
50. ALHASSID Y. ve WHELAN N., 1975, Chaotic Properties of the Interacting-Boson Model: A Discovery Of A New Regular Region, *Physical Review Letters*, 67, 816-819.
51. JOLIE J, CASTEN R.F., CEJNAR P., HEINZE S., McCUTCHAN E.A, ve ZAMFIR N.V., 2004, Experimental Confirmation of the Alhassid-Whelan Arc of Regularity, *Physical Review Letters*, 93, 132501, 1-4.
52. CEJNAR P., and JOLIE J., 1998, Wave-function entropy and dynamical symmetry breaking in the interacting boson model, *Physical Review E*, 58, 387-399.

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında İstanbul’ da doğan R.Burcu Çakırlı, 1996 yılında İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü’ ne girdi. 2001-2004 yılları arasında İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Nükleer Fizik Anabilim Dalı’ nda master eğitimini tamamlayarak 2004 yılında aynı bölümde doktora çalışmalarına başlamıştır.

R. Burcu Çakırlı’ nın ilgilendiği alanlar, nükleer çekirdek yapısının hem valans proton ve nötron sayıları ile hem de proton-nötron etkileşimleri ile makroskopik olarak incelenmesi, gama-ışın spektrometresi ve atomik kütle ölçümleri ile nükleer çekirdek yapısının incelenmesidir. Bu çalışmalarını gerçekleştirmek için Amerika Birleşik Devletleri Yale Üniversitesi başta olmak üzere, Almanya’ da bulunan Köln Üniversitesi ve Mainz Üniversitesi ve İsviçre’ de bulunan CERN Enstitüsü’ nde (ISOLDE) doktora sırasındaki bilimsel çalışmalarına devam etmiştir. Bu Üniversite ve Enstitülerin dışında Almanya’ da buluna GSI Enstitüsü ve Fransa’ da bulunan GANIL Enstitüsünde gama-ışın spektrometresi çalışmaları üzerine uluslararası deneylere katılmıştır. Doktora öğrenciliği sırasında iki kere davetli konuşmacı olan ve CERN-ISOLDE de seminer veren R.Burcu Çakırlı, 2001 yılından beri İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Nükleer Fizik Anabilim Dalı’ nda Araştırma Görevlisi olarak bilimsel çalışmalarına devam etmektedir. 30’ u aşkın ‘Scitation Index’ kapsamında bilimsel çalışmaları (bunlardan iki tanesi Physical Review Letter dergisine kapak olmuştur) ve 100’ den fazla referans olarak verildiği bilimsel çalışmaları bulunmaktadır.

2006 yılında Türk Fizik Derneği tarafından verilen, 2006 yılı Prof. Dr. Şevket Erk Genç Bilim İnsanı Ödülünü almaya hak kazanmıştır.